



Etude expérimentale de la physique de l'allumage par choc dans le cadre de la fusion nucléaire par confinement inertiel

Yohann Maheut

► To cite this version:

Yohann Maheut. Etude expérimentale de la physique de l'allumage par choc dans le cadre de la fusion nucléaire par confinement inertiel. Autre [cond-mat.other]. Université de Bordeaux, 2015. Français. NNT : 2015BORD0202 . tel-01371797

HAL Id: tel-01371797

<https://theses.hal.science/tel-01371797>

Submitted on 26 Sep 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



École doctorale des sciences physiques et de l'ingénieur

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

SPÉCIALITÉ : LASER, MATIÈRE, NANOSCIENCE

présentée et soutenue publiquement par

Yohann MAHEUT

le 10 décembre 2015

Étude expérimentale de la physique de l'allumage par choc dans le cadre de la fusion nucléaire par confinement inertiel

Directeur de thèse : Dimitri BATANI

Après avis des rapporteurs et devant la commission d'examen formée de :

M. Serge BOUQUET, Directeur de recherches, CEA Bruyères-le-Châtel

Mme. Alessandra BENUZZI-MOUNAIX, Chargé de recherche, École Polytechnique

M. Oldrich RENNER, Directeur de recherches, Institute of Physics, Prague

Mme. Petra KOESTER, Chargée de recherches, National Institute of Optics, CNR Pisa

M. Vladimir TIKHONCHUK, Professeur des universités, Université de Bordeaux

M. Edouard LE BEL, Chargé de recherches, Université de Bordeaux

M. Didier RAFFESTIN, Chargé de recherches, CEA CESTA

M. Dimitri BATANI, Professeur des universités, Université de Bordeaux

Rapporteur.

Rapporteur.

Examineur.

Examineur.

Président de jury.

Examineur.

Examineur.

Directeur de thèse.

Université de Bordeaux
Centre des Lasers Intenses et Applications
UMR 5107, F-33405 Talence CEDEX, France

Résumé : L'allumage par choc est une approche récente à la fusion par confinement inertiel où les phases de compression et d'allumage par un choc fort sont séparées. Ce schéma est prometteur dans la mesure où il peut générer des gains élevés et être testé sur des installations laser existantes. Par ailleurs, il nécessite des vitesses d'implosions plus faibles permettant ainsi de comprimer une plus grande quantité de combustible et limitant l'impact des instabilités hydrodynamiques.

Malgré tout, la physique liée à cette approche reste très largement inconnue surtout du point de vue expérimental. En effet, même si la phase de compression est dans un régime dit « collisionnel » bien connu ($I < 10^{14} \text{W/cm}^2$), l'allumage fait intervenir un *spike* d'une intensité supérieure à 10^{15}W/cm^2 , régime très fortement non-linéaire où apparaissent des instabilités paramétriques. Ces instabilités peuvent diminuer l'absorption et générer des électrons suprathermiques pouvant préchauffer le cœur de la cible et donc empêcher son allumage. Un deuxième problème est la possibilité de générer un choc fort en présence d'un plasma de couronne qui pourrait, entre autre, détériorer le couplage laser-cible. Néanmoins, des considérations théoriques tendent à montrer que si on génère des électrons chauds modérément énergétiques ($< 100 \text{keV}$), non seulement ils ne sont pas dangereux vis-à-vis du préchauffage mais, en plus, ils peuvent améliorer le couplage en déposant leur énergie dans le front de choc et amplifier sa pression.

Le travail réalisé dans cette thèse consiste à tester la possibilité de générer un choc fort dans les conditions de l'allumage par choc *i.e.* en présence d'un plasma de couronne mais aussi d'étudier l'effet des électrons chauds sur le choc en quantifiant leur énergie et leur abondance.

Mots clés : Allumage par choc, plasma de couronne, électrons chauds, choc, fusion par confinement inertiel, laser.

Abstract : Shock ignition is a novel approach for inertial confinement fusion where the compression and the ignition phases by a strong shock are separated. The scheme is promising to the extent that it can generate very high gains and can be tested on already existing lasers systems. In addition, this concept requires lower implosion velocities that allows for compressing more massive targets which limits the impact of hydrodynamic instabilities.

However, the physic issues related to shock ignition are still largely unexplored especially experimentally. Indeed, even if the compression phase takes place in the well-known collisional regime ($I < 10^{14} \text{W/cm}^2$), ignition requires a spike which intensity exceeds 10^{15}W/cm^2 . This regime is strongly non-linear with the onset of parametric instabilities. These instabilities may decrease the absorption and can also generate suprathermal electrons that can preheat the central part of the fuel and make the compression less efficient. Another key issue is the capability of launching a strong shock in presence of a plasma corona which can deteriorate the laser-target coupling and produce filamentation. Nevertheless, theoretical considerations tend to show that if the energy of fast electrons is moderate ($< 100 \text{keV}$), they could improve the coupling, deposit their energy in the shock front and hence amplify it.

The work presented in this thesis consists in testing these two issues : launching a strong shock in the conditions corresponding to shock ignition *i.e.* in presence of a plasma corona and study the effect of hot electrons on the shock strength by measuring their energy and their quantity.

Keywords : Shock Ignition, plasma corona, hot electrons, shock, Inertial Confinement Fusion, Laser.

Centre des Lasers Intenses et Applications
UMR 5107, F-33405 Talence CEDEX, France

Remerciements

Je tiens avant tout à remercier très chaleureusement Dimitri BATANI qui m’a encadré tout au long de ces trois années de thèse et qui m’a permis de la réaliser ce travail dans les meilleurs conditions. Il m’a donné l’opportunité de me former théoriquement et expérimentalement au domaine de la physique des plasmas dont je ne savais que peu de choses en arrivant. Toujours enthousiaste, il m’a ouvert beaucoup de portes, m’a fait confiance en me donnant beaucoup de responsabilités et m’a donné l’occasion de me confronter au monde de la recherche et à sa communauté au cours de campagnes expérimentales et de conférences. Il m’a aussi permis de rencontrer bon nombres d’experts et de chercheurs aguerris en France et dans la monde avec qui j’ai pu apprendre et échanger. Je peux affirmer que, grâce à lui, j’ai pu être confronté à tous les aspects de la vie d’un chercheur de nos jours, les bons comme les mauvais *i.e.* la production scientifique l’enseignement mais aussi l’administration, les financements, la politique scientifique, les “gueguerres” internes et externes. J’ai donc appris à “survivre” dans ce milieu et surtout à augmenter ma résilience face aux difficultés, aux attaques et aux conflits.

Je remercie aussi avec grande humilité les membres de mon jury Serge BOUQUET, Alessandra BENOZZI-MOUNAIX, Oldrich RENNER, Maria RICHETTA, Vladimir TIKHONCHUK et les invités Eduard LE BEL, Didier RAFESTIN et Francis HARDOUIN pour avoir accepté et pris le temps d’évaluer les travaux que j’ai présenté dans ma thèse.

Les travaux qui sont présentés dans cette thèse ne sont pas l’oeuvre exclusive de leur auteur mais bien le fruit d’un travail en équipe au sein du laboratoire mais aussi en collaboration avec d’autres équipes de laboratoires dans le monde tout au long de ces trois années. C’est la raison pour laquelle je tiens à remercier tous les chercheurs, doctorants, techniciens, ingénieurs et personnels administratifs qui ont, de près ou de loin, participé aux expériences ou aidé à leur mise en oeuvre.

Tout d’abord Luca ANTONELLI qui m’a formé sur les expériences PALS, avec qui j’ai travaillé avant même le début de ma thèse et qui a été en quelque sorte mon mentor expérimental. Je remercie Giulia FOLPINI et Francesco BARBATO avec qui j’ai beaucoup appris durant les expériences sur PALS. Nous avons passé nos journées et soirées pendant plusieurs semaines de suite à Prague et grâce à eux, nous avons pu obtenir des résultats. Je remercie aussi les équipes des lasers PALS, LULI, LIL, GEKKO et du GSI (même si aucun résultat des expériences sur cette installation ne sont présentés ici) qui ont permis de mener à bien toutes nos expériences et en particulier Edouard KROUSKY, Fabien SERRES, Mathieu CHEVROT et Emilie LOYEZ avec

qui j'ai passé beaucoup de temps expérimental. Merci aussi aux équipes avec lesquelles j'ai travaillé pour préparer, réaliser, interpréter et analyser les expériences. Je citerai ainsi les équipes de l'IPPLM de Varsovie (Tadeusz PISARCZYK, Jan BADZIAK, Tomasz CHODUKOWSKI, Zofia KALINOWSKA, Marcin ROSINSKI) du LULI (Sophie BATON, Michel KOENIG, Erik BRAMBRINK), de l'ENEA à Rome (Ricardo DE ANGELIS, Fabrizio CONSOLI), de l'Institut de Physique de Prague (Michal SMID, Oldrich RENNER), du laboratoire d'irradiation laser intense de Pise (Petra KOESTER, Federica BAFFIGI, Gabriele CRISTOFORETTI, Leonida Antonio GIZZI, Luca LABATE), de l'université de Rome la Sapienza (Stefano ATZENI), de l'ILE d'Osaka (Keisuke SHIGEMORI, Hiroaki NISHIMURA), du GSI à Darmstadt (Olga ROSMEJ, Paul NEUMAYER, Dimitri KHAGHANI, Tim RIENECKER, Alex ORTNER, Markus SCHÄCHINGER, Richard MAEDER, Bjoern BORM), du General Physics Institute of RAS à Moscou (Igor Aleksandrovich STUCHEBRYUKHOV), du Joint Institute for High Temperatures RAS de Moscou (Roman BELIKOV, Sergey PIKUZ), du CEA (Christophe ROUSSEAUX, Didier RAFESTIN, Stéphanie BRYGOO), de Scitech Precision (Chris SPINDLOE et Frank HALL) et l'équipe du groupe fusion de mon laboratoire.

Parmi cette liste presque exhaustive, je tenais à remercier plus particulièrement Edouard LE BEL et Xavier RIBEYRE du groupe fusion du CELIA qui m'ont initié aux code hydrodynamiques et grâce à qui j'ai pu dimensionner plusieurs expériences. Je les remercie du temps qu'ils m'ont consacré, de leur disponibilité, leur générosité dans le partage du savoir et leurs encouragements. Ce sont des physiciens et des personnes aux qualités humaines rares. Je leur suis gré de m'avoir appris tant de choses et d'avoir toujours été de bon conseil tant sur le plan théorique qu'expérimental.

Je remercie aussi Sophie BATON avec qui j'ai réalisé plusieurs expériences pour sa rigueur, sa franchise, son expérience, sa générosité pendant les dures semaines de campagnes expérimentales, sa capacité à canaliser les plus récalcitrants mais aussi (et surtout ?) toute l'énergie qu'elle arrive à mettre dans les "causes" qui lui tiennent à coeur.

Je remercie Olga ROSMEJ pour sa gestion de deux campagnes expérimentales menées sur PHELIX au GSI. Sa gentillesse, son goût pour l'échange et pour résoudre les problèmes expérimentaux m'ont été très utiles. C'est, bien entendu, sans compter sur les *tea time* qu'elle organisait, moments de debriefing de fin de journée et d'échanges culturels.

Je remercie Paul NEUMAYER et Keisuke SHIGEMORI pour leur professionnalisme, leurs capacités organisationnelles et leur expertises expérimentales. J'ai été très étroitement en lien avec eux pour mettre en oeuvre dans les meilleures conditions possibles les campagnes expérimentales sur, respectivement, GSI et GEKKO.

Je remercie tous les membres du CELIA avec qui j'ai passé ces trois années moins les semaines de campagnes expérimentales, de conférence, d'école d'été, de formation soit environ soit deux années et quatre mois. J'aurai vécu trois superbes années dans une très bonne ambiance. Une mention très spéciale au personnel administratif, Sophie HEURTEBIZE, Emmanuelle LESAGE et Céline OUM qui ne me connaissent que trop. Je les remercie de leur efficacité, leur flexibilité (et dieu sait qu'il en fallait avec moi) et de leur travail en général pour faire en sorte que la machine fonctionne.

Je remercie les personnes que j'ai croisé durant ces trois années de thèse et même avant, que ce soit pour le travail ou en dehors comme Mathieu LOBET, Florian MOLICA, Estefania DEL CAMPO et tous les autres que j'ai pu rencontrer en école d'été ou au forum ILP.

Je tiens à remercier aussi ma famille sans qui, bien entendu, je ne serai pas où je suis aujourd'hui. Je les remercie d'avoir fait en sorte que je puisse m'épanouir et poursuivre mes études dans de bonnes conditions.

Je remercie mes amis Barbax101 alias Romain, Batif alias Batif19, Stickmoo78 alias Antoine, Paac160 alias Nicolas, Lambor141 alias Antoine et Tailleur28 alias Jérémy de la Bo208 qui m'ont soutenu et ont toujours été présents malgré la distance qui nous sépare maintenant et dont la moitié s'est mariée durant cette thèse.

Je remercie aussi mon ami et filleul (ou conscrit pour les initiés) Gabriel (alias Post'rieu25 de la Bo209) avec qui je n'ai cessé d'être en contact pour partager nos doutes, nous rassurer l'un l'autre et aussi nous changer les idées.

Enfin, je remercie ceux qui ont fait ma vie quotidienne personnelle ces deux voire trois dernières années et au premier rang desquels il y a Maxime qui ne ménage pas sa peine pour me supporter au quotidien sans fuir. Je citerai aussi Maeva, Tiffen, Chrystal, Laura et John (ou Vincent ou Paul) avec qui nous avons passé beaucoup de temps ces derniers mois.

Contre remerciements

Tout ce travail n'a pas été réalisé sans embuche et il me paraît normal de citer ici toutes les personnes que je ne remercie pas et qui ont eu une contribution originale dans mon travail et une influence non négligeable sur mon mentale et l'ambiance au travail. Cette partie sera plus nominative que la précédente et parfois la cible sera anonyme.

Je ne remercie pas Basil DESCHAUD pour le temps passé avec lui à la piscine le midi où à tenter de faire les mots croisés (sans regarder les solutions, bien entendu). Je ne le remercie pas non plus pour nos échanges d'informations croustillantes et nos échanges d'opinions politiques mesurées et nos avis mesurés sur certaines personnes de nos entourages respectifs. Je ne le remercie pas non plus pour m'avoir transporté à maintes reprises.

Je ne remercie pas Pierre FORESTIER-COLLEONI non plus pour les heures passées dans l'eau de la piscine universitaire, à la cantine du CNRS et dans sa voiture pour nous y emmener. Je ne le remercie pas des cafés qu'il a pu prendre en sa compagnie (moi n'en buvant pas) et des sandwiches qu'il a préféré manger certains midis. Je ne le remercie pas de sa bonne humeur constante, de ses capacités d'animateur et de moteur dans l'organisation d'événements festifs ou *geek* (à base de bière et autres aliments diététiques)

Je ne remercie pas non plus Arnaud COLAÏTIS de sa compagnie en diagonales derrière son "petit" écran durant ces trois années. Je ne le remercie pas d'avoir presque toujours eu un bureau moins bien rangé que le miens avec des feuilles de maillages épinglées à côté de lui. Je ne le remercie pas non plus d'avoir épousé une demoiselle jolie et sympathique qu'il m'a donné l'honneur de rencontrer.

Je ne remercie pas Dario DEL SORBO pour les rares heures qu'il a passées à la piscine avec moi à observer les gens faire demi-tour depuis l'une des extrémités. Je ne le remercie pas pour les repas à la cantine du CNRS que j'ai passé avec lui, où il m'a souvent même transporté et où j'ai eu l'honneur de subir les débats incompréhensibles, pour moi en tout cas, qu'il avait sur des thèmes telles que la supersymétrie et autres thèmes de philosophie scientifique.

Je ne remercie pas mes sources de potins avec qui j'ai passé du temps à échanger les informations et à débattre sur ces sujets. On sous-estime souvent ces moments où la production scientifique n'est pas présente mais où l'on décompresse et donc se prépare à se remettre au travail avec d'autant plus d'efficacité. Cela participe à un équilibre mental qui est nécessaire à mon sens si l'on veut garder un certain équilibre et rester productif sans devenir fou ou inadapté.

Table des matières

Remerciements	I
Contre remerciements	V
Résumé	XIII
Abstract	XV
Introduction générale	XVII
1 La fusion par confinement inertiel	1
1.1 La fusion nucléaire	1
1.1.1 Fission ou fusion ?	1
1.1.2 Caractérisation de réactions de fusion	2
1.1.2.1 Les conditions de réaction	2
1.1.2.2 Section efficace	4
1.1.2.3 Réactivité	4
1.1.2.4 Taux de réaction	5
1.1.3 Les réactions envisagées	6
1.2 Les différents confinements	6
1.2.1 Le confinement magnétique	7
1.2.2 Le confinement inertiel	10
1.3 La fusion par confinement inertiel	11
1.3.1 Bilan énergétique et dimensionnement	11
1.3.1.1 Bilan énergétique	11
1.3.1.2 Fraction de combustible brûlé	13
1.3.1.3 Combustion	14
1.3.2 Conditions d'allumage pour un point chaud central	17
1.3.2.1 Énergie due au travail des forces extérieures pendant l'implosion	17
1.3.2.2 Énergie des réactions thermonucléaires	18
1.3.2.3 Les pertes radiatives	19
1.3.2.4 Les pertes par conduction électronique	19
1.3.2.5 Bilan global au moment de l'allumage	19
1.3.3 Les approches classiques	20

1.3.3.1	Attaque directe	20
1.3.3.2	Attaque indirecte	22
1.3.4	Les approches alternatives	22
1.3.4.1	Allumage rapide	24
1.3.4.2	Allumage par choc	25
1.3.5	Situation de l'allumage par choc	29
1.3.5.1	Interaction laser matière	29
1.3.5.2	Etude des chocs en géométrie plane	31
1.3.5.3	Etude en géométrie sphérique	32
1.3.5.4	Ce qu'il reste à faire	33
1.3.5.5	Organisation du manuscrit	36
2	Principaux diagnostics utilisés	39
2.1	Imagerie K_α	40
2.1.1	Emission raie spectrale K_α	41
2.1.2	Alignement expérimental du cristal	41
2.1.3	Analyse des images expérimentales	44
2.1.3.1	Conversion du signal sur l'image en nombre de photons sur l'image	45
2.1.3.2	Calcul du nombre de photon détectés.	45
2.1.3.3	Calcul du nombre de photons émis.	47
2.1.3.4	Calcul de la dimension de signal	47
2.1.4	Interprétation des résultats expérimentaux	48
2.1.4.1	Analyse directe des résultats	48
2.1.4.2	Reproduction des résultats via un code Monte-Carlo	49
2.1.4.3	Discussion des méthodes	50
2.2	Mesure de l'émission propre	51
2.2.1	Estimation du nombre de ps/px et $\mu\text{m}/\text{px}$	52
2.2.2	Émission propre pour le quartz : matériau étalon	52
2.2.2.1	Émission propre d'un choc	52
2.2.2.2	Mesure de la température	53
2.2.2.3	Mesure de la vitesse du choc	54
2.2.3	Interprétation dans le cas sans calibration	58
2.2.4	Limitations expérimentales	58
2.3	VISAR	60
2.3.1	Interféromètre de Mach-Zehnder	61
2.3.2	Influence de la vitesse de la surface réfléchissante	62
2.3.3	Effet de l'étalon	63
2.3.3.1	Effet d'un simple retard dans le bras 2	63
2.3.3.2	Intérêt de l'étalon	64
2.3.4	Sensibilité des VISARs	66
2.3.5	Influence de la nature de la surface réfléchissante (cible)	67
2.3.6	Traitement des données	69
2.3.6.1	Données expérimentales	69

2.3.6.2	Pré-traitement des images : correction des distortions	69
2.3.6.3	Fit des images	70
2.3.6.4	Traitement des franges fantômes	71
2.3.6.5	Extraction de la vitesse	71
2.3.6.6	Extraction de la réflectivité	72
2.3.6.7	Limitations expérimentales	72
2.4	Radiographie X	73
2.4.1	Différents types de radiographie	73
2.4.2	Dimensionnement et mise en oeuvre expérimentale	75
2.4.3	Intérêt par rapport aux autres diagnostics de choc	77
2.4.4	Inversion d'Abel	77
2.4.4.1	Généralité	77
2.4.4.2	Application à la radiographie	79
2.4.5	Prise en compte de l'étendue spectrale de la source	80
2.5	Conclusion	80
3	Effet des électrons chauds	83
3.1	Interaction laser-plasma	83
3.1.1	Absorption linéaire	84
3.1.1.1	Absorption collisionnelle	84
3.1.1.2	Absorption résonnante	85
3.1.2	Instabilités paramétriques	86
3.1.2.1	Diffusion Raman stimulée	88
3.1.2.2	Diffusion Brillouin stimulée	90
3.1.2.3	Instabilité de deux plasmons	91
3.2	Campagne expérimentale à PALS	92
3.2.1	Objectifs	92
3.2.2	Configuration laser	92
3.2.3	Cibles	94
3.2.4	Diagnostics	94
3.2.4.1	Caractérisation du pré-plasma	95
3.2.4.2	Caractérisation des instabilités paramétriques	96
3.2.4.3	Caractérisation de la population d'électrons chauds	98
3.2.4.4	Caractérisation du choc	100
3.3	Résultats expérimentaux	100
3.3.1	Caractérisation du préplasma	101
3.3.2	Caractérisation des instabilités paramétriques	104
3.3.3	Caractérisation de la population d'électrons chauds	107
3.3.3.1	Signal K_α	108
3.3.3.2	Analyse des données	108
3.3.4	Caractérisation du choc	114
3.3.4.1	Résultats expérimentaux	114
3.3.4.2	Analyse des résultats à l'aide des codes hydrodynamiques CHIC et DUED.	118

3.3.4.3	Reproduction des résultats par un code hydrodynamique amélioré	122
3.4	Conclusion	125
4	Génération de chocs forts	129
4.1	Cas de l'allumage par choc	129
4.2	La théorie des chocs	129
4.2.1	Les équations fluides	129
4.2.2	Les ondes acoustiques	130
4.2.2.1	Applications aux gaz parfaits	131
4.2.3	La formation d'une onde de choc	131
4.2.4	Les relations de Rankine-Hugoniot	132
4.2.4.1	Reformulation	133
4.2.4.2	Application aux gaz parfaits	134
4.2.5	Polaire de choc	135
4.2.6	Passage d'un choc d'un matériau à un autre	136
4.2.7	Collision de chocs	138
4.3	Campagne expérimentale au LULI	141
4.3.1	Objectifs	141
4.3.1.1	Étude de l'allumage par les pôles.	142
4.3.1.2	Préparation de futures campagnes avec plus d'énergie et à 3ω : LIL puis LMJ-Petal.	144
4.3.2	Configuration laser	144
4.3.3	Cibles	146
4.3.4	Diagnostics	146
4.4	Campagne expérimentale sur la LIL	147
4.4.1	Objectifs	147
4.4.2	Configuration laser	148
4.4.3	Cibles	149
4.4.4	Diagnostics	150
4.5	Campagne expérimentale sur GEKKO XII	151
4.5.1	Objectif	151
4.5.2	Configuration laser	153
4.5.3	Diagnostics	154
4.5.4	Dimensionnement	156
4.6	Résultats	162
4.6.1	Génération de chocs forts avec un plasma de couronne	163
4.6.1.1	Géométrie plane	163
4.6.1.2	Géométrie hémisphérique sur la LIL	166
4.6.2	Influence de la géométrie de la cible sur le choc généré	166
4.6.2.1	Effet sur les pressions d'ablation estimées	166
4.6.2.2	Effet sur la géométrie du choc au LULI et sur la LIL	176
4.6.3	Plateforme expérimentale pour l'allumage par choc	177

4.6.3.1	Temps des débouchés de choc et vitesse de choc sur la LIL	177
4.6.3.2	Courbures des débouchés de choc sur la LIL	180
4.6.3.3	Radiographie de choc résolue en espace au LULI . . .	184
4.6.3.4	Radiographie de choc résolue en temps à GEKKO XII	189
4.7	Conclusion	192
Conclusion		195
Perspectives		203
A Analyse du profil temporel LULI		209
B Calibration des caméras à balayage de fente.		213
B.0.1	Calibration temporelle	213
B.0.2	Problème de déclenche	214
B.0.3	Calibration spatiale	215
B.0.4	Résultats des calibrations	215
C Analyse de la tache focale LULI		219
Bibliographie		225
Publications et communications		243
Table des figures		249
Liste des tableaux		267

Résumé

L'allumage par choc est une approche récente à la fusion par confinement inertiel où les phases de compression et d'allumage par un choc fort sont séparées. Ce schéma est prometteur dans la mesure où il peut générer des gains élevés et être testé sur des installations laser existantes. Par ailleurs, il nécessite des vitesses d'implosions plus faibles permettant ainsi de comprimer une plus grande quantité de combustible et limitant l'impact des instabilités hydrodynamiques.

Malgré tout, la physique liée à cette approche reste très largement inconnue surtout du point de vue expérimental. En effet, même si la phase de compression est dans un régime dit « collisionnel » bien connu ($I < 10^{14} \text{W/cm}^2$), l'allumage fait intervenir une *spike* d'une intensité supérieure à 10^{15}W/cm^2 , régime très fortement non-linéaire où apparaissent des instabilités paramétriques. Ces instabilités peuvent diminuer l'absorption et générer des électrons suprathermiques pouvant préchauffer le cœur de la cible et donc empêcher son allumage. Un deuxième problème est la possibilité de générer un choc fort en présence d'un plasma de couronne qui pourrait, entre autre, détériorer le couplage laser-cible. Néanmoins, des considérations théoriques tendent à montrer que si on génère des électrons chauds modérément énergétiques ($< 100 \text{keV}$), non seulement ils ne sont pas dangereux vis-à-vis du préchauffage mais, en plus, ils peuvent améliorer le couplage en déposant leur énergie dans le front de choc et amplifier sa pression.

Le travail réalisé dans cette thèse consiste à tester la possibilité de générer un choc fort dans les conditions de l'allumage par choc *i.e.* en présence d'un plasma de couronne mais aussi d'étudier l'effet des électrons chauds sur le choc en quantifiant leur énergie et leur abondance.

Mots clés : Allumage par choc, plasma de couronne, électrons chauds, choc, fusion par confinement inertiel, laser.

Abstract

Shock ignition is a novel approach for inertial confinement fusion where the compression and the ignition phases by a strong shock are separated. The scheme is promising to the extent that it can generate very high gains and can be tested on already existing lasers systems. In addition, this concept requires lower implosion velocities that allows for compressing more massive targets which limits the impact of hydrodynamic instabilities.

However, the physic issues related to shock ignition are still largely unexplored especially experimentally. Indeed, even if the compression phase takes place in the well-known collisional regime ($I < 10^{14} \text{W/cm}^2$), ignition requires a spike which intensity exceeds 10^{15}W/cm^2 . This regime is strongly non-linear with the onset of parametric instabilities. These instabilities may decrease the absorption and can also generate suprathermal electrons that can preheat the central part of the fuel and make the compression less efficient. Another key issue is the capability of launching a strong shock in presence of a plasma corona which can deteriorate the laser-target coupling and produce filamentation. Nevertheless, theoretical considerations tend to show that if the energy of fast electrons is moderate ($< 100 \text{keV}$), they could improve the coupling, deposit their energy in the shock front and hence amplify it.

The work presented in this thesis consists in testing these two issues : launching a strong shock in the conditions corresponding to shock ignition i.e. in presence of a plasma corona and study the effect of hot electrons on the shock strength by measuring their energy and their quantity.

Keywords : Shock Ignition, plasma corona, hot electrons, shock, Inertial Confinement Fusion, Laser.

Introduction

La production d'énergie est un problème crucial pour la société actuelle. L'évolution démographique ainsi que le développement économique des pays émergents font croître la demande mondiale de façon accélérée. Pour répondre à cette demande, la solution principalement utilisée est, à ce jour, la construction de centrales fonctionnant grâce aux ressources fossiles (charbon, gaz, pétrole). Or, la demande soutenue menace les réserves qui s'épuisent et ne sont pas ou peu renouvelables ce qui avive des contestations à leur égard. Leur usage fait l'objet d'intenses critiques du point de vue environnemental dans la mesure où elles sont accusées d'être à l'origine du réchauffement climatique. En effet, d'après la NASA, 9 des 10 années les plus chaudes se sont déroulées au XXI^e siècle. D'autres solutions sont donc envisagées pour pallier cette augmentation de la demande en énergie. Tout d'abord, on peut diminuer la consommation énergétique moyenne de chaque personne soit en améliorant l'efficacité énergétique, soit en ayant recours à la décroissance. Cependant l'impact de telles pratiques est limitée par la croissance démographique qui rend impossible toute diminution de la consommation énergétique globale de façon pérenne et, presque aucun pays et/ou société n'est prêt, aujourd'hui, à adopter une politique de la décroissance. Il est aussi possible d'avoir recours aux sources d'énergies renouvelables. Néanmoins, malgré toute la diversité des sources propres, elles présentent, à l'heure actuelle, plusieurs d'inconvénients : elles sont coûteuses, peu productrices et parfois très intrusives. La recherche n'a, jusqu'à maintenant, pas permis de les rendre économiquement attractives en l'absence de subventions et la volonté politique mondiale n'a pas encore permis la généralisation de leur usage. Enfin, il est possible de se servir de l'énergie de fission nucléaire. Cette source permet la production d'énergie en grande quantité à un coût réduit, tout en utilisant une surface de production limitée. Néanmoins, elle présente des inconvénients : elle utilise des ressources qui ne sont pas inépuisables et qui se trouvent, pour certaines, dans des régions politiquement instables, les sites de production deviennent des zones à fort danger qui peuvent, en cas d'accident grave, contaminer radioactivement des zones gigantesques (on se souviendra de Tchernobyl et Fukushima) ; de plus, elle produit des déchets que l'on ne sait pas encore rendre inoffensifs de manière définitive. Mis bout à bout, ces solutions peuvent à terme permettre de limiter l'usage des énergies fossiles. Mais, pour en arriver là, il faut compter

sur une volonté politique et un changement de mentalité à l'échelle mondiale dont on a peine à sentir les prémices (nous attendons le résultat de la COP21 de Paris en sera une preuve ainsi que la loi sur la transition énergétique).

C'est la raison pour laquelle il est nécessaire de penser à d'autres solutions dont une peut s'avérer être révolutionnaire : la fusion nucléaire contrôlée. Les réactions de fusion se produisent chaque jour sous nos yeux : elles sont la source de l'énergie permettant au soleil et aux étoiles de vivre. Les réactions de fusion nucléaire permettent de produire une très grande quantité d'énergie, encore plus grande que celle produite par une réaction de fission où l'on casse des atomes lourds, comme dans les centrales nucléaires actuelles. L'un des premiers avantages de cette source, comme nous le verrons ensuite, est qu'elle ne nécessite pas la mise en place d'une réaction en chaîne. Ainsi, en cas de problème, une centrale de fusion, contrairement à une centrale de fission, peut s'arrêter quasi-instantanément et devenir totalement inoffensive. Ensuite, cette source d'énergie nécessite l'usage d'un combustible présent sur terre dans des quantités quasi-illimitées et ces réserves sont réparties sur la surface du globe. Effectivement, le combustible est présent dans l'eau de mer et 1km^3 peut produire autant d'énergie que celle produite par la totalité des réserves de pétrole mondiales. Enfin, les produits de la fusion ne sont pas dangereux et peuvent, avec la technologie actuelle, être traités ou conservés assez longtemps pour qu'ils ne soient plus dangereux.

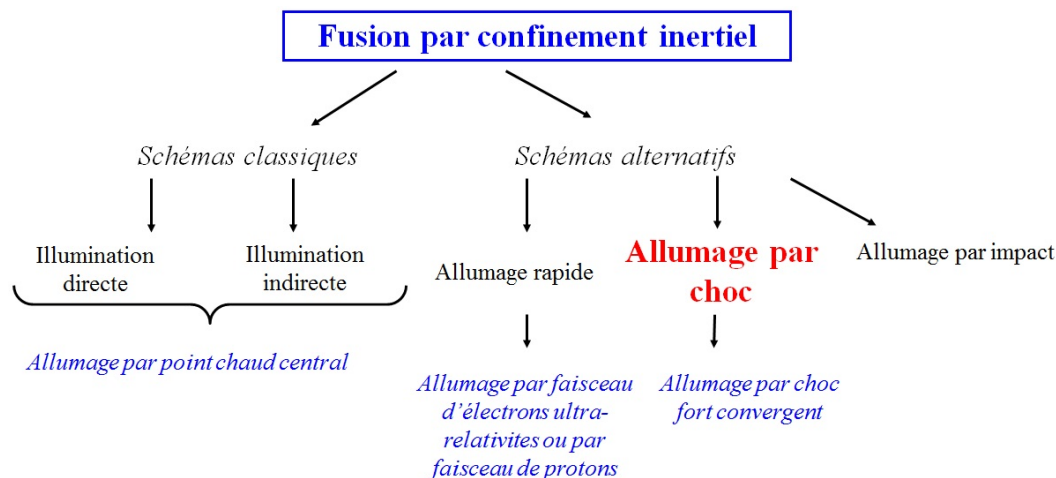


FIGURE 1 – Représentation schématique des différentes manières permettant d'obtenir la fusion par confinement inertiel

La fusion nucléaire contrôlée peut être obtenue, en principe, de trois manières différentes. Soit en utilisant la gravitation (comme dans le soleil ou les étoiles), soit en utilisant des champs magnétiques, ou alors en utilisant des lasers. Sur terre, seules les deux dernières méthodes sont réalisables. Dans ce tapuscrit, nous aborderons à la technique utilisant les lasers nommée : "fusion par confinement inertiel" [1, 2, 3].

La fusion par confinement inertiel peut s'obtenir de plusieurs manières différentes qui sont présentées sur la figure 1. Dans ce travail, nous nous intéressons aux schémas alternatifs et plus particulièrement à l'allumage par choc [4, 5, 6, 7]. Cette nouvelle technique est basée sur la séparation de la phase de compression et de la phase d'allumage (ou d'initiation des réactions de fusion auto-entretenues). Contrairement au schéma d'allumage rapide, aussi basée sur cette séparation [8, 9] et où l'allumage est obtenu par un faisceau de particules chargées, dans le cas de l'allumage par choc, il est obtenu par un choc fort sphériquement convergent. La compression nécessaire à l'allumage par choc a déjà pu être obtenue expérimentalement [10, 11, 12]. L'obtention de l'allumage avec le schéma "classique" (chauffage par point central avec illumination indirecte) était l'objectif de la *National Ignition Campaign* [12] menée au National Ignition Facility (NIF) [13]. Même si cette série de campagnes expérimentales n'a pas réussi à atteindre son objectif, *i.e.* obtenir l'allumage, les résultats en géométrie sphérique [14, 15, 16, 17, 18] et en géométrie plane [19, 20, 21, 22, 19, 23, 24] sont très encourageants. Ils ont en effet permis d'améliorer considérablement ce schéma mais aussi la résistance des optiques au flux et il semble à présent possible d'obtenir, expérimentalement, une preuve de principe dans les dix prochaines années sur le NIF ou le Laser Mégajoule (LMJ) [25, 26].

Le travail présenté ici s'inscrit dans la continuité de ces expériences déjà menées dans le monde. Il présente les résultats obtenus sur diverses installations laser européennes et mondiales qui apportent une pierre à l'édifice qui permettra un jour d'obtenir l'allumage des réactions de fusion.

Précisons qu'un certain nombre d'études auxquels j'ai participé n'ont pas été présentées dans ce travail dans un souci de cohérence. Ainsi, plusieurs expériences ayant pour thème les équations d'état du carbone et de l'eau ont été dimensionnées, mises en oeuvre et analysées par nos soins mais ont été écartées volontairement de ce mémoire de thèse afin de ne se focaliser que sur le thème de l'allumage par choc. Néanmoins, ces travaux feront partie intégrante de la thèse de mon successeur que j'ai encadré lors de son stage de master durant ces campagnes expérimentales (trois campagnes pour être précis) et de celles qui sont déjà prévues dont nous reparlerons à la fin de ce tapuscrit dans la section « perspectives ».

Ce tapuscrit se présente en quatre chapitres. Le premier aborde, de manière académique, la fusion par confinement inertiel afin d'introduire l'approche de l'allumage par choc ainsi que les différents problèmes que l'on doit résoudre afin d'obtenir l'allumage.

Ensuite, nous introduirons les principaux diagnostics qui ont été utilisés lors des différentes campagnes expérimentales avec leurs outils d'analyse et, pour certains, leurs domaines d'application respectifs et leurs limites.

Nous développerons ensuite les deux problématiques qui ont été l'objet de ce travail de thèse de manière indépendante, dans la mesure où les deux thèmes ont

toujours été abordés sur des campagnes expérimentales distinctes.

Tout d’abord, nous avons étudié le rôle des électrons chauds dans la génération et la propagation de chocs forts. Pour ce faire, nous commenceront par une brève exposition de l’état de l’art (de plus amples détails sont disponibles dans les références données) puis nous présenterons les campagnes expérimentales associées et enfin les résultats obtenus.

Le dernier chapitre est construit comme le troisième mais traite de plusieurs aspects hydrodynamiques importants dans le cadre de l’allumage par choc pour la fusion par confinement inertiel. Plus précisément, le chapitre 4 traite tout d’abord de la génération de chocs forts et de leur propagation en présence d’un plasma de couronne. Ce thème est important car il traite de la physique liée au *spike* d’allumage lancé à la fin de la phase de compression. Nous examinons aussi l’influence de la géométrie de la cible sur la génération et la propagation de choc qui est un thème important dans le cadre de l’allumage bipolaire. Cette technique consiste en l’allumage des réactions de fusion par des faisceaux laser dédiés. Ces faisceaux vont générer un éclaircissement non-uniforme aux deux pôles de la sphère qui sera compensé par la géométrie de la cible permettant ainsi de les faire collisionner au centre en étant plan (mais non uniforme). Ensuite, nous aborderons la collision de deux chocs afin de connaître son influence sur les chocs résultant et ainsi comparer les résultats expérimentaux aux études théoriques qui ont déjà été menées à ce sujet. Enfin, nous tenterons de montrer que les campagnes expérimentales que nous avons réalisées et le travail sur nos outils de simulations nous ont permis de mettre en place un ensemble de savoir-faire et d’outils numériques et expérimentaux nous permettant d’envisager la réalisation de campagnes expérimentales sur des installations de plus grande taille telles que le LMJ ou le NIF.

Les deux thématiques abordées n’ont pas pu être étudiées de manière simultanée car nous n’avons pas eu accès à une installation le permettant, *i.e.* avec un faisceau subnanoseconde et d’une intensité supérieure ou égale à $10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$, équipé de diagnostics hydrodynamiques (mesure d’émission propre en face arrière, VISAR et Radiographie X, par exemple) et de diagnostics de caractérisation des électrons chauds telles que des spectromètres où des imageurs d’émission de raie.

À la fin de ce tapuscrit, nous présenterons les conclusions de ce travail et nous tenterons de dégager des axes de recherche ainsi que des objectifs à moyens et longs termes.

La totalité du travail présenté est le fruit de diverses collaborations avec d’autres équipes de recherche en Europe et dans le monde mais aussi au sein du CELIA avec le groupe de théoriciens. Ce travail représente cinq campagnes expérimentales sur quatre installations lasers différentes (PALS, LULI, LIL, GEKKOXII). Mon implication personnelle a été différente suivant les expériences. Le détail de mon implication dans le travail exposé est donné à la fin de la présentation de chacun des expériences,

après les diagnostics utilisés.

Chapitre 1

La fusion par confinement inertiel

Sommaire

1.1	La fusion nucléaire	1
1.2	Les différents confinements	6
1.3	La fusion par confinement inertiel	11

1.1 La fusion nucléaire

Dans ce chapitre, nous nous efforcerons d'aborder le thème de la fusion de manière globale et nous tenterons de résumer la démarche scientifique qui a été nécessaire aux avancées actuelles et qui nous a amené à considérer l'allumage par choc. Pour ce faire, nous allons tout d'abord présenter les grandeurs physiques immuables à la fusion ainsi que les réactions de fusion à proprement parler et le choix des réactions que nous allons étudier. Puis, nous nous attarderons brièvement sur les différentes manières d'obtenir ces réactions de fusion sur Terre *i.e.* les deux confinements possibles que sont le confinement magnétique et le confinement inertiel. Enfin, nous étudierons plus en détail le confinement inertiel qui est le thème global de ce travail.

1.1.1 Fission ou fusion ?

Une réaction nucléaire au cours de laquelle la masse totale du produit final est inférieure à celle des réactifs sera, d'après la relation d'équivalence masse-énergie d'Einstein, exothermique *i.e.* elle dégage de l'énergie sous forme de chaleur ou d'énergie cinétique. L'énergie ainsi déagée est proportionnelle à la différence de masse et peut s'exprimer de la manière suivante :

$$Q = \left(\sum m_{\text{réactif}} - \sum m_{\text{produit}} \right) c^2 \quad (1.1)$$

Cette différence de masse est directement liée aux énergies de liaisons nucléaires des noyaux mis en jeu dans cette réaction.

La masse m d'un noyau de numéro atomique Z et de numéro de masse A est différente de la somme des masses de ses Z protons et $A-Z$ neutrons. Cette différence de masse peut se quantifier par la relation :

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m \quad (1.2)$$

avec m_p la masse d'un proton et m_n celle d'un neutron. Cette masse correspond à une énergie qui est l'énergie de liaison. Cette énergie peut s'évaluer de la manière suivante :

$$E_l = \Delta mc^2 \quad (1.3)$$

Cette énergie est positive et correspond aussi à l'apport énergétique nécessaire à la dissociation d'un noyau en particules élémentaires, ici protons et neutrons. Les énergies de liaisons des différents éléments du tableau périodique sont relativement bien connues à présent. Dans la Figure 1.1 qui représente ces résultats, on remarque que l'énergie de liaison du deutérium (H^2 vaut 1,112MeV/nucléon et que pour le tritium, elle vaut 2,827MeV/nucléon). On observe ensuite une augmentation significative de l'énergie de liaison avec A pour atteindre un maximum de 8,7 MeV/nucléon avec le fer ($A=56$) et décroître doucement ensuite. Pour les atomes les plus lourds, on obtient des valeurs d'environ 7,5 MeV/nucléon mais, on peut noter le cas particulier pour l'atome de 4He , plus communément appelé particule α dont l'énergie de liaison est plus élevée que les 6Li et 7Li .

La production d'énergie n'est possible que lorsque les produits de la réaction possèdent un ratio E_l/A plus élevé que celui des réactifs. Donc, pour les atomes lourds, il faut casser les atomes, on parle alors de fission et pour les atomes légers, il faut les fusionner.

1.1.2 Caractérisation de réactions de fusion

Dans une réaction de fusion, deux noyaux légers se rapprochent pour former un noyau plus lourd et un plus léger (qui pourra être une particule). Dans cette partie, nous allons considérer la réaction de fusion suivante :



1.1.2.1 Les conditions de réaction

Pour que deux atomes fusionnent, il faut que ces derniers entrent en contact et donc ils doivent vaincre la répulsion coulombienne. Cette répulsion est plus forte à

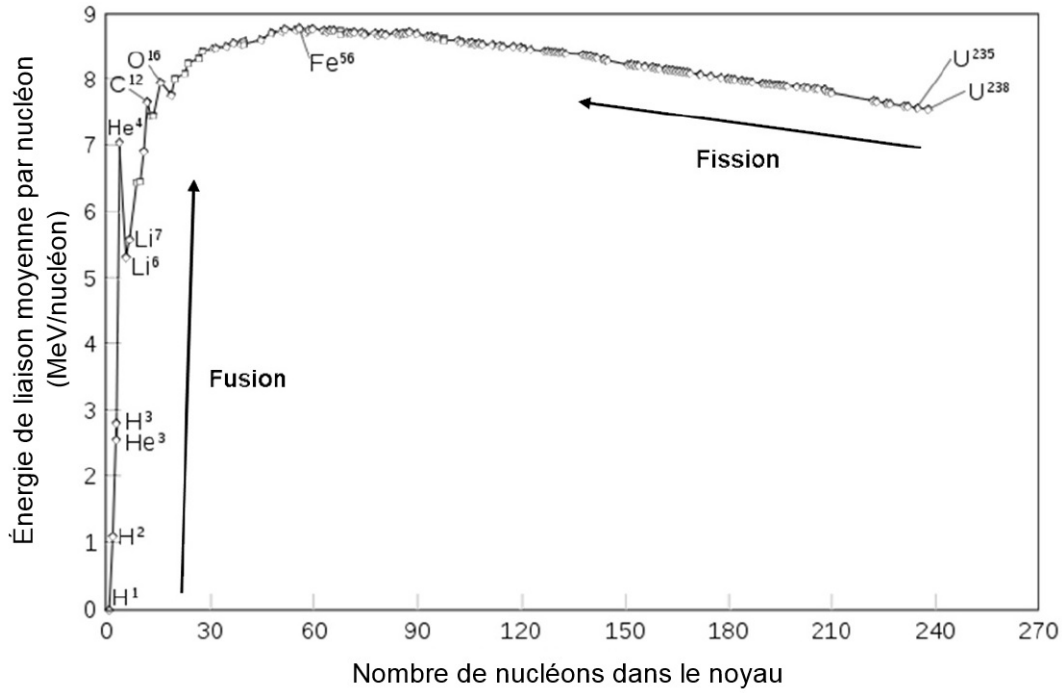


FIGURE 1.1 – Énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse

mesure que l'on fait se rapprocher deux atomes et elle suit la loi :

$$\begin{cases} V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} & \text{si } r \in [r_n; +\infty[\\ V_c(r) = -U_0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

avec les Z_i et les A_i qui représentent le numéro atomique et le numéro de masse de l'atome i , e la charge d'un électron et ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide ($=8,854 \times 10^{12} \text{A}^2 \cdot \text{s}^4 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$). Notons que ce potentiel n'est pas totalement coulombien, c'est une formule approchée tenant compte aussi de la force nucléaire attractive. r_n peut s'évaluer à l'aide de la loi d'échelle empirique :

$$r_n(\text{cm}) \simeq 1.44 \times 10^{-13} \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right) \quad (1.5)$$

et est de l'ordre de grandeur de la somme des rayons des deux atomes mis en jeu. Le puits de potentiel, lui, vaut :

$$U_0 = 30 - 40 \text{MeV} \quad (1.6)$$

La barrière de Coulomb, elle, peut s'estimer en prenant la valeur du potentiel pour

$r = r_n$. On obtient alors :

$$V_b(\text{MeV}) \simeq V_c(r_n) = \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \quad (1.7)$$

D'après la mécanique classique, pour réussir à obtenir une réaction de fusion, il faut fournir une énergie supérieure à la barrière de coulomb qui est de l'ordre de la centaine de millier d'électron-volt ($V_b \approx 400\text{keV}$) ce qui représente une énergie colossale. Heureusement, un autre mécanisme quantique permet aux réactions de se produire pour des énergies nettement plus faibles, de l'ordre de 50keV : c'est l'effet tunnel. Ce dernier permet de passer une barrière de potentiel sans pour autant posséder une énergie supérieure à l'énergie minimum requise pour la franchir.

1.1.2.2 Section efficace

L'analyse d'une réaction de fusion nécessite la connaissance d'un certain nombre de paramètres. L'un des plus importants est la section efficace qui évalue la probabilité que deux noyaux réagissent ensemble.

Soit un faisceau de noyaux X_1 , uniforme, possédant une vitesse \vec{v} et une densité n_1 , qui interagit avec une cible de noyaux X_2 de densité n_2 et au repos. La section efficace $\sigma_{12}(\vec{v})$ se définit alors par le nombre de réactions obtenues par noyau cible X_2 et par unité de temps lorsque la cible est soumise à un flux unité de noyaux projectiles X_1 de vitesse \vec{v} *i.e.* un noyau par unité de surface et de temps. Plus généralement, la vitesse à prendre en compte est la vitesse relative et c'est la raison pour laquelle nous avons la symétrie :

$$\sigma_{12}(\vec{v}) = \sigma_{21}(\vec{v}) = \sigma(\vec{v}) \quad (1.8)$$

Si l'on considère une cible constituée de noyaux X_2 de densité n_2 au repos et un faisceau de noyaux projectiles X_1 de vitesse \vec{v} alors la probabilité de réaction par unité de temps s'écrit $n_2 \sigma_{21}(v)v$.

1.1.2.3 Réactivité

Une deuxième grandeur importante dans la caractérisation d'une réaction de fusion est la réactivité. Elle est définie par la probabilité d'une réaction par unité de temps et de densité de noyau cible. Dans notre cas, cette grandeur vaut $\sigma(v)v$. Néanmoins, plus généralement, la cible est chaude, les particules qui la composent ont donc une distribution énergétique qui suit une loi maxwellienne. La vitesse relative n'est pas la même pour toutes les paires cible/projectile ce qui nous oblige à considérer, pour une distribution maxwellienne, la réactivité moyenne que l'on écrit :

$$\langle \sigma v \rangle = 2\pi \int_0^\infty v^3 \sigma(v) f(v) dv \quad (1.9)$$

avec $f(v)$ la fonction de distribution de la vitesse relative normalisée de telle sorte que :

$$\int_0^\infty v^2 f(v) dv = 1 \quad (1.10)$$

que l'on prend souvent maxwellienne. Notons que, dans le cas d'une réaction de fusion entre deux particules semblables, chaque réaction est comptée deux fois. La réactivité est une grandeur qui dépend de la température et plusieurs formulations ont été établies afin de pouvoir l'estimer sur une gamme de température. Ainsi, pour la réaction du deutérium avec le tritium, pour des température allant de 3 à 100keV, on a la formule :

$$\langle \sigma_{DT} v \rangle \simeq 9,1 \times 10^{-16} \exp \left[-0,572 \left| \ln (T_{\text{keV}}/64, 2) \right|^{2,13} \right] \quad (1.11)$$

1.1.2.4 Taux de réaction

De manière générale, les réactions de fusion s'effectuent entre deux espèces de densités n_1 et n_2 . Le taux de réaction volumique représente le nombre de réactions par unité de temps et de volume et est donné par la relation :

$$R_{12} = \frac{n_1 n_2}{(1 + \delta_{12})^2} \langle \sigma v \rangle \quad (1.12)$$

où n_i est la densité des éléments 1 et 2 et δ_{ij} est le symbole de Kronecker qui vaut 1 si $i = j$ et 0 sinon. Ce dernier sert à prendre en compte les réactions entre éléments semblables. On peut aussi l'exprimer de la manière suivante :

$$R_{12} = \frac{f_1 f_2}{(1 + \delta_{12})^2} n^2 \langle \sigma v \rangle = \frac{f_1 f_2}{(1 + \delta_{12})^2} \frac{\rho^2}{\bar{m}^2} \langle \sigma v \rangle \quad (1.13)$$

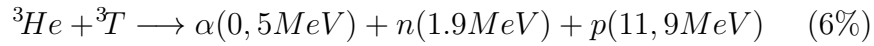
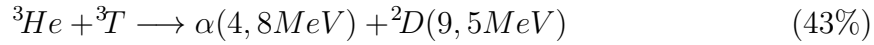
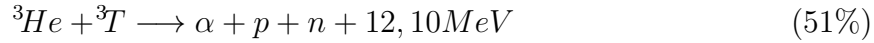
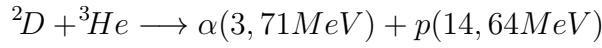
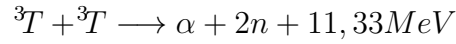
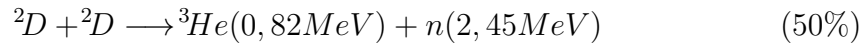
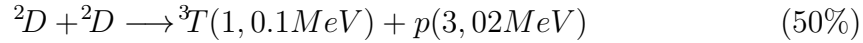
où f_i est la fraction molaire de l'espèce i , n est la densité totale d'éléments, \bar{m} est la masse moyenne par particule du mélange et ρ est la densité massique globale avec :

$$\rho = \sum_j n_j m_j = n \bar{m} \quad (1.14)$$

On prend donc en compte toutes les espèces présentes exceptés les électrons que l'on néglige vu leur masse. Le taux de réaction est un paramètre spécifique à chaque type de réactions de fusion et qui dépend de la température. Le nombre de réactions étant proportionnel au taux de réaction, c'est un paramètre qu'on va chercher à maximiser.

1.1.3 Les réactions envisagées

Sur Terre, il nous est impossible de créer les conditions de fusion provenant d'un cycle H-H comme dans les intérieurs d'étoile. Les réactions les plus étudiées sont celles faisant intervenir des atomes d'hydrogène, ses isotopes et les atomes d'hélium car elles dégagent une importante énergie par nucléons et ont les sections efficaces les plus importantes. On peut citer :



Ces réactions sont, en principe, toutes utilisables pour produire de l'énergie mais certaines apparaissent comme étant plus rentables que d'autres en terme de section efficace et d'énergie dégagée. La figure 1.2 montre bien que la première de la liste est la plus propice à la fusion contrôlée.

En effet, pour la réaction du Deutérium avec le Tritium, nous observons un pic de la section efficace. Ainsi, la réaction DT atteint des sections efficaces plus grandes pour des températures plus faibles (5 barns pour une température de 64keV). De surcroît, cette réaction libère une quantité d'énergie importante en comparaison avec les autres ($Q = 17,59MeV$). Ces raisons font que la recherche tend naturellement à considérer cette réaction de fusion.

1.2 Les différents confinements

La majeure partie des réactions de fusion, pour le moment, ont lieu dans les étoiles et, entre autre, dans le soleil. Dans ce cas, le coeur de l'étoile est porté à des densités et des températures suffisantes pour obtenir des réactions de fusion thermonucléaires sous l'effet de la gravitation. On parle dès lors de confinement gravitationnel. Néanmoins, le confinement gravitationnel est impossible sur Terre et l'on a dû mettre au point d'autres techniques afin de créer de nouveau ces conditions stellaires. Pour ce faire, deux voies ont été envisagées : le confinement magnétique et

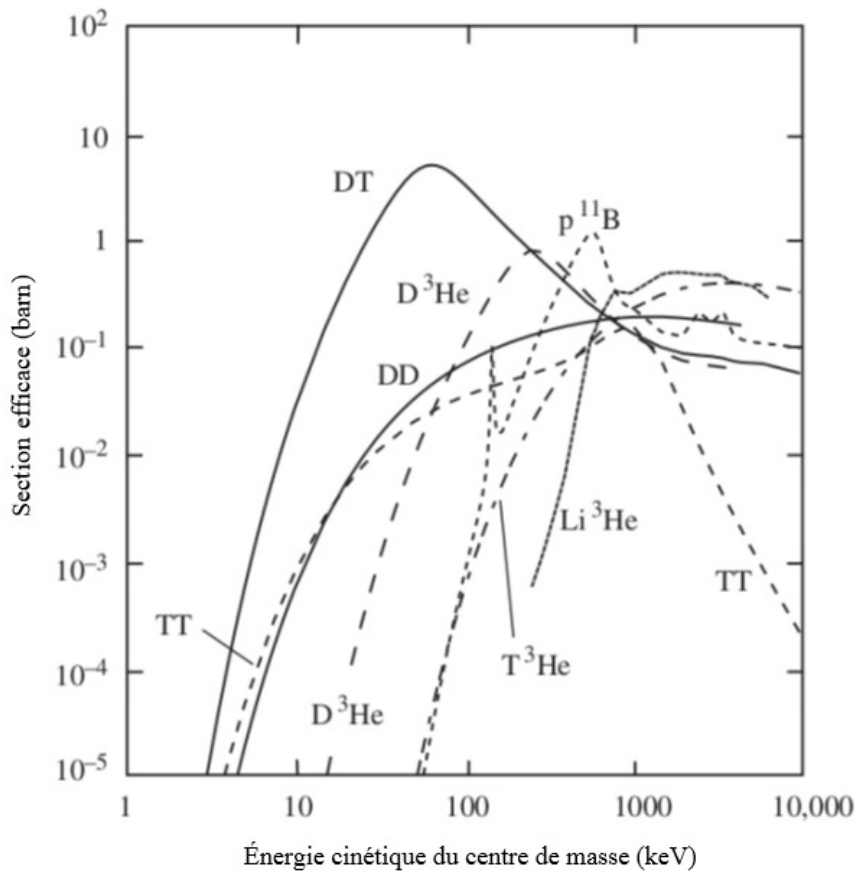


FIGURE 1.2 – Sections efficaces de réaction de fusion en fonction de l'énergie cinétique du centre de masse des réactifs

confinement inertiel.

1.2.1 Le confinement magnétique

Dans cette configuration, le mélange DT est porté à des conditions de densité et de température nécessaires à l'obtention de réactions de fusion grâce à des champs magnétiques intenses. Ce schéma implique des densités relativement faibles (de l'ordre de 10^{20}m^{-3}), des temps de confinement longs (de l'ordre de la seconde) et un plasma d'au moins 15keV. Ces conditions sont obtenues grâce aux courants dans le plasma (chauffage ohmique), à l'injection de particules rapides, à la compression (chauffage par compression magnétique) ou par absorption d'ondes électromagnétiques de hautes fréquences (chauffage par résonance).

Bilan énergétique Afin de produire réellement de l'énergie, il est nécessaire que la puissance volumique produite par les réactions de fusion soit plus grande que celle fournie à la cible. On aurait donc :

$$Q = \frac{P_{\text{fusion}}}{P_{\text{fournie}}} > 1 \quad (1.15)$$

or, pour un mélange équimolaire *i.e.* $n_D = n_T = n/2$, on a :

$$P_{\text{fusion}} = \frac{n^2 \langle \sigma v \rangle Q_{DT}}{4} \quad (1.16)$$

où $Q_{DT} = 17,6 \text{ MeV}$ représente l'énergie totale libérée par une réaction de fusion de deutérium et de tritium. Par ailleurs, la répartition énergétique des produits se fait de façon inversement proportionnelle à leur masse par conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, 80% de l'énergie créée est portée par les neutrons et 20% par les particules α . Or le plasma est quasi-transparent pour les neutrons mais les particules α , elles, sont redéposées dans le plasma et contribuent au chauffage.

Par ailleurs, les pertes énergétiques sont liées principalement à :

- la diffusion thermique,
- le Bremsstrahlung ou rayonnement de freinage de particules chargées.

La puissance des pertes volumiques due à la conduction thermique est caractérisée par le temps le temps τ_E :

$$P_{\text{diffusion}} = \frac{3(n_i + n_e) k_B T}{2\tau_E} \quad (1.17)$$

avec n_i la densité ionique et n_e la densité électronique. Or, dans le cas d'un plasma de DT, nous avons $n_i = n_e = n$ l'équation 1.17 devient :

$$P_{\text{diffusion}} = \frac{3nk_B T}{\tau_E} \quad (1.18)$$

La puissance des pertes volumiques due au rayonnement de freinage s'expriment de la façon suivante :

$$P_{\text{brem}} = C_b n_e^2 T^{1/2} = 5,34 \cdot 10^{-24} n_{\text{cm}^{-3}}^2 T_{\text{keV}}^{1/2} \quad (1.19)$$

Pour obtenir un état d'équilibre il faut que les pertes d'énergies soient compensées par l'énergie apportée au plasma à laquelle s'ajouterait celle des particules α d'où :

$$P_{\text{brem}} + P_{\text{diffusion}} = P_{\text{fournie}} + P_{\alpha} \quad (1.20)$$

ce qui donne :

$$C_b n^2 T^{1/2} + \frac{3nk_B T}{\tau_E} = \frac{P_{\text{fusion}}}{Q} + \frac{P_{\text{fusion}}}{5} \quad (1.21)$$

et :

$$C_b n^2 T^{1/2} + \frac{3nk_B T}{\tau_E} = \frac{n^2 \langle \sigma v \rangle Q_{DT}}{4} \left(\frac{1}{Q} + \frac{1}{5} \right) \quad (1.22)$$

d'où :

$$n\tau_E = \frac{3nk_B T}{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{Q} + \frac{1}{5} \right) Q_{DT} \langle \sigma v \rangle - C_b T^{1/2}} \quad (1.23)$$

avec $C_b = 5,34 \times 10^{-24} \text{erg} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1/2}$, $Q_{DT} = 2.86 \times 10^{-5} \text{erg}$ et $k_B = 1,602 \times 10^{-9} \text{erg} \cdot \text{keV}^{-1}$. Le produit $n\tau_E$ s'appelle aussi le paramètre de confinement qui, à l'état stable, doit atteindre la valeur du membre gauche de l'équation 1.23 qui est une fonction de la température. L'équation 1.23 prend la forme du premier critère de Lawson [27] que l'on retrouve en prenant $Q = 2,5$ et qui permet de mesurer la rentabilité d'une réaction de fusion en fonction de la densité du plasma, sa température et le temps de confinement. Avec ce choix de Q et avec $T=30\text{keV}$, on peut l'écrire comme [28] :

$$n\tau_E \simeq 1,5 \times 10^{14} \text{s/cm}^3 \quad (1.24)$$

La valeur du paramètre de confinement nécessaire pour obtenir l'allumage *i.e.* $Q = \infty$ est tracée dans la figure 1.3 et on peut obtenir une réaction entretenue avec une valeur plus faible ($Q = 5$). Quelle que soit la valeur de Q , la courbe possède une asymptote verticale et donc une température minimale et une valeur minimale de $n\tau_E$

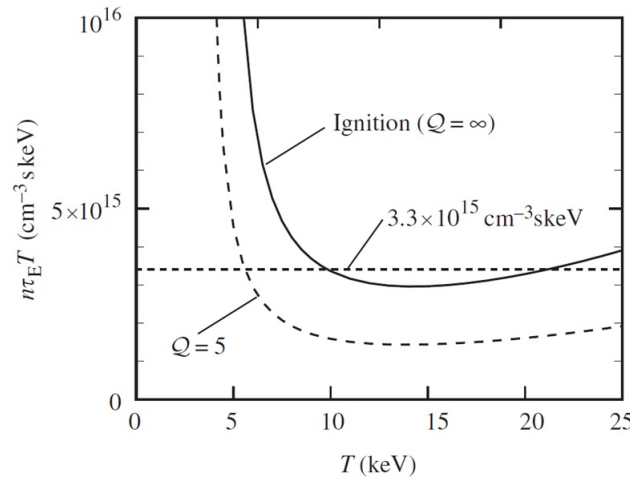


FIGURE 1.3 – Représentation du critère de lawson en fonction de la température pour différents ratios Q de puissance volumique produite par les réactions de fusion sur la puissance fournie à la cible (provenant de [3]).

Un autre terme intéressant est le produit $n\tau_e T$. Ce produit peut être représenté, pour un Q fixé, en fonction de la température. On remarque que la courbe est relativement plate pour une gamme de températures assez large et, pour $Q = \infty$ (allumage des réactions de fusion), on obtient :

$$n\tau_E T \simeq 3,3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3} \cdot \text{s} \cdot \text{keV} \quad \forall T(\text{keV}) \in [8; 25] \quad (1.25)$$

Ce paramètre est très souvent utilisé dans la fusion par confinement magnétique afin d'en évaluer l'avancement (on peut déduire cette formulation de l'équation en considérant $Q = \infty$, en négligeant les pertes par bremsstrahlung).

1.2.2 Le confinement inertiel

La fusion par confinement inertiel (FCI) est une approche différente fondée sur le fait que la matière comprimée tend à conserver sa haute densité grâce à son inertie propre durant un court intervalle de temps avant de s'épandre de nouveau.

Pour obtenir une réaction de ce genre, nous utilisons des lasers de haute énergie qui serviront donc à imploser une coquille de DT afin de comprimer le plasma jusqu'à des densités et températures assez élevées pour initier les réactions de fusions.

Dans le cadre de la production d'énergie, comme les réactions de fusions nucléaires brûlent rapidement les cibles de DT, l'allumage doit se produire de façon répétée et à une fréquence donnée. Par ailleurs, le temps de confinement étant d'un ordre de grandeur inférieur à la nanoseconde, il est nécessaire, afin de vérifier le critère de Lawson, d'amener le combustible à de très fortes densités (de l'ordre de 10^{24}cm^{-3}). Afin d'atteindre l'état d'allumage (température et pression), il faut donc chauffer et comprimer le combustible. Ces deux processus peuvent être menés ensemble ou séparément.

De fait, le processus d'allumage se décompose en différentes étapes. La première d'entre elles est l'ablation de la paroi externe initiant, par effet fusée, un choc. Ensuite, la paroi implose et est mise en vitesse pour enfin obtenir l'allumage et la combustion du DT.

Il est possible d'exprimer le critère de Lawson dans le cadre du confinement inertiel en considérant une sphère de plasma de rayon R_f , de masse moyenne des ions m_f et de densité massique ρ qui se détend à la vitesse c_0 . Il peut s'exprimer de la manière suivante :

$$n_0 \tau_{\text{conf}} = \frac{\rho R_f}{m_f c_s} \quad (1.26)$$

que l'on insère ensuite dans l'équation 1.24 pour en déduire un critère sur ρR_f . Ce premier critère peut être écrit comme $\rho R_f > 0,3\text{g/cm}^2$ où ρR_f est la densité surfacique. Cette forme est usuellement utilisée dans la fusion par confinement inertiel.

1.3 La fusion par confinement inertiel

1.3.1 Bilan énergétique et dimensionnement

1.3.1.1 Bilan énergétique

Comme nous avons pu le voir dans la partie précédente, les réactions de fusions produisent de l'énergie, on parle de réactions exo-énergétiques. Néanmoins, ces réactions sont loin de se produire de manière spontanée. En effet, les conditions de température et de pression indispensables à l'initiation des réactions de fusion sont extrêmes et nécessitent un apport d'énergie conséquent. Cette énergie doit être fournie sur un temps très court et sur de petits volumes d'où la nécessité d'utiliser des lasers de haute énergie et de relativement haute puissance.

Dès lors qu'il est impératif d'apporter de l'énergie à notre système afin qu'il en produise, une notion de gain apparaît et il est intéressant, voire indispensable, de l'analyser. La notion de gain est très importante, cependant il est essentiel de la définir rigoureusement si nous voulons nous y référer en tant que critère absolu. Cette spécification précise permet ainsi de pouvoir caractériser les résultats obtenus au cours du temps et donc éviter certains écueils et effets d'annonce comme nous avons pu le voir au court des années 2013-2014 suite à la campagne d'allumage du NIF.

Dans le cadre de la fusion par confinement inertiel, le gain est défini comme le rapport de l'énergie de fusion produite par combustion de la cible sur l'énergie laser nécessaire à l'obtention de l'allumage, soit :

$$G_{\text{cible}} = \frac{E_{\text{fusion}}}{E_{\text{laser}}} \quad (1.27)$$

Cependant, dans le cadre de la FCI, l'énergie apportée à la cible par le laser, E_{laser} , dépend de l'énergie électrique qui l'alimente, $E_{\text{électrique}}$. Par ailleurs, l'énergie produite par le combustible, E_{fusion} , sous forme de chaleur ou d'énergie cinétique doit être récupérée et transformée en énergie électrique exploitable. L'énergie que l'on peut extraire de ces réactions de fusion doit donc être convertie en énergie électrique par le biais d'une turbine. Enfin, idéalement, le processus doit être autogénérateur et une partie de cette énergie produite (une fraction f) doit pouvoir alimenter le laser comme le montre la figure 1.4.

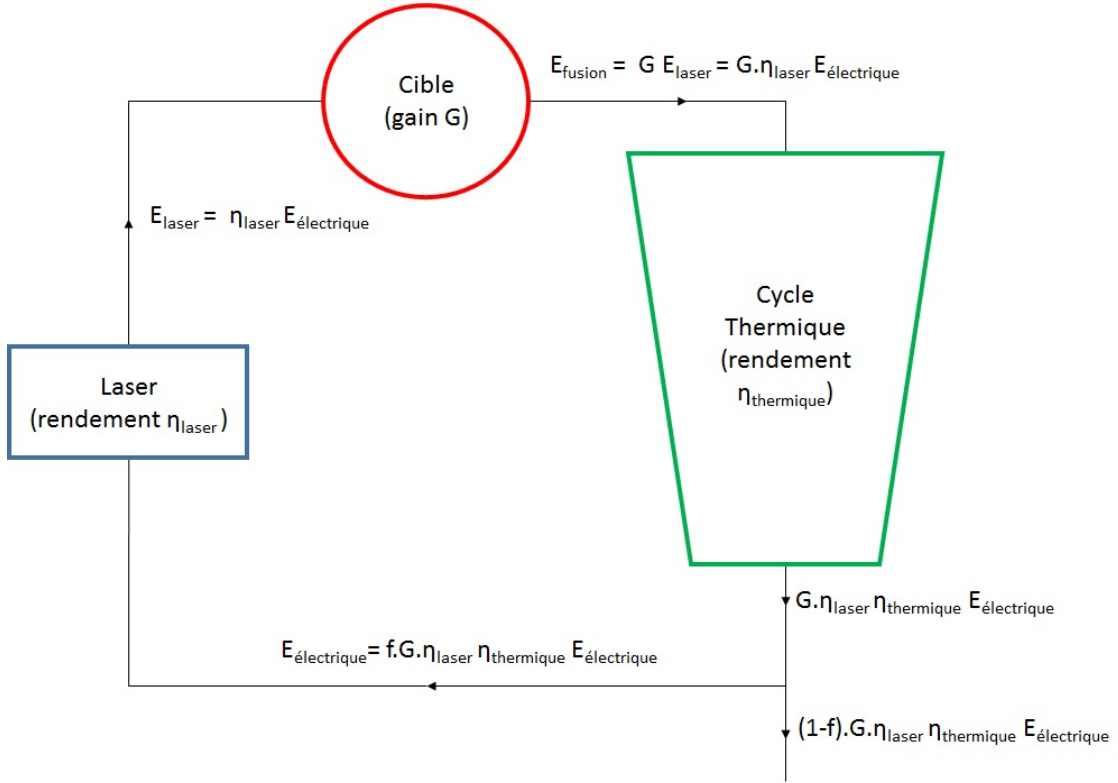


FIGURE 1.4 – Bilan d'énergie d'un réacteur de fusion nucléaire

Comme le montre la figure 1.4, un bilan d'énergie indiquerait que, pour que le processus de génération d'énergie soit autosuffisant, il est nécessaire de vérifier l'équation :

$$f \cdot G_{\text{cible}} \cdot \eta_{\text{laser}} \cdot \eta_{\text{thermique}} = 1 \quad (1.28)$$

Une estimation faite par [3] en considérant $\eta_{\text{laser}} = 10 - 33\%$, $\eta_{\text{thermique}} = 40\%$ et $f=0.25$, donne un gain cible compris entre 30 et 100. À cela s'ajoutent les processus internes propres à la fusion nucléaire. En effet, nous avons :

$$G_{\text{cible}} = \eta_{\text{cavité}} \cdot \eta_{\text{hydro}} \cdot \eta_{\text{combustible}} \cdot G_{DT} \quad (1.29)$$

avec $\eta_{\text{cavité}}$ le rendement de couplage entre le laser et la cavité (hohlraum) dans le cas de l'attaque indirecte de l'ordre de 10%, η_{hydro} est le rendement hydrodynamique entre le rayonnement et la mise en vitesse de la cible de l'ordre de 10% aussi, $\eta_{\text{combustible}}$ le rendement énergétique du combustible de l'ordre de 50 à 100% (cas très favorable) et, enfin, G_{DT} le gain dû à la fusion en elle-même de l'ordre de 500 à 1000.

On voit tout de suite que, pour pouvoir produire de l'énergie de manière industrielle, le gain d'une réaction de fusion doit être très élevé, surtout avec la technologie laser actuelle.

1.3.1.2 Fraction de combustible brûlé

Dans une première approche, nous considérons que la densité de cette sphère et que sa température sont uniformes avec une surface libre de mouvement à l'état initial *i.e.* lorsque le combustible est assemblé. De cette manière, aucun mécanisme additionnel à l'inertie ne permet le confinement du plasma et ce dernier s'étend sous forme d'une onde de raréfaction. Le front de l'onde de choc qui se dirige vers le centre de la sphère peut être temporellement localisé :

$$R = R_f - c_s t \quad (1.30)$$

avec c_s la vitesse du son isotherme que l'on peut exprimer sous la forme :

$$c_s = \sqrt{\frac{2k_b T}{m_f}} \quad (1.31)$$

avec m_f la masse moyenne des ions du combustible et k_b la constante de Boltzmann (*i.e.* $1,38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) La fraction de combustible brûlé est donnée par :

$$\Phi = \frac{N_{\text{fusion}}}{N_{DT}(0)} \quad (1.32)$$

avec N_{fusion} le nombre de réactions de fusion et $N_{DT}(0) = n_0 V_0 / 2$ le nombre de paires DT présentes à l'état initial dans le volume V_0 , donc le nombre maximal de réactions possibles.

Evaluons à présent le nombre de réactions de fusion dN_{fusion} se déroulant dans l'intervalle dt dans le volume $V(t)$:

$$dN_{\text{fusion}} = \langle \sigma v \rangle n_T n_D V(t) dt \quad (1.33)$$

si on suppose un mélange parfaitement équimolaire stochastique et une faible fraction brûlée, on peut négliger la perte de combustible et l'on aura alors :

$$n_D = n_T \simeq n_0 / 2 = \rho / 2m_f \quad (1.34)$$

si on considère une géométrie sphérique dans laquelle seule la partie centrale est brûlée, on aura :

$$\frac{V(t)}{V_0} = \left[\frac{R(t)}{R_0} \right]^3 = \left[\frac{R_f - c_s t}{R_f} \right]^3 = \left[1 - \frac{c_s t}{R_f} \right]^3 \quad (1.35)$$

avec $R(t)$ le rayon de la partie qui brûle et $R_f = R(0)$. Si on intègre l'équation 1.35 entre le temps initial et le temps de confinement, on obtient :

$$\int_0^{R_f/c_s} \left[\frac{V(t)}{V_0} \right] dt = \tau_{conf} = \frac{R_f}{4c_s} \quad (1.36)$$

on en déduit le nombre de réactions de fusion :

$$N_{\text{fusion}} \simeq \frac{\langle \sigma v \rangle n_0^2 V_0 R_f}{16c_s} \quad (1.37)$$

on en déduit dès lors l'expression finale de la fraction de combustible brûlé :

$$\Phi = \frac{\langle \sigma v \rangle n_0^2 V_0 R_f}{16c_s N_{DT}(0)} = \frac{\langle \sigma v \rangle n_0 R_f}{8c_s} = \frac{\rho R_f \langle \sigma v \rangle}{8c_s m_f} = \frac{\rho R_f}{H_B} \quad (1.38)$$

avec H_B le paramètre de combustion qui s'exprime sous la forme :

$$H_B = \frac{8c_s m_f}{\langle \sigma v \rangle} \quad (1.39)$$

Néanmoins, ce calcul ne tient pas compte de l'appauvrissement du combustible durant la combustion. Pour prendre en compte ce phénomène on considère un mélange équimolaire de DT dont on considère explicitement la fraction du combustible brûlée au cours du temps. Ainsi, on obtient la formulation suivante :

$$\Phi = \frac{\rho R}{\rho R + H_B} \quad (1.40)$$

Cette formulation reproduit le comportement asymptotique. En effet, pour $\rho R \ll H_B$, elle reproduit bien l'équation 1.38 et pour $\rho R \gg H_B$, on retrouve bien $\Phi \simeq 1$.

Dans le cadre de la fusion par confinement inertiel et lors de l'allumage, le paramètre H_B varie entre 5,15 et 10 g/cm² pour des températures comprises entre 20 et 100keV avec un minimum de 5,15g/cm² pour une température de 38keV. Cependant, on prend généralement un comme référence $H_B = 6$ g/cm² ce qui donne, pour $\rho R=3$, une fraction brûlée de 33%. C'est la raison pour laquelle l'objectif des expériences de fusion par confinement inertiel n'est pas d'obtenir le critère de Lawson $\rho R=0,3$ g/cm² mais plutôt d'obtenir des densités surfaciques $\rho R=3$ g/cm².

1.3.1.3 Combustion

Afin de ne pas endommager la chambre d'interaction dans les conditions de production d'énergie, *i.e.* avec plusieurs tirs par seconde, en considérant une enceinte de rayon de 7m et la résistance au flux des matériaux qui la constituent (environ 4MW/m²), la combustion d'une cible ne doit pas produire une énergie supérieure à quelques gigajoules. Sachant que la combustion d'un milligramme de DT dégage 337MJ d'énergie de fusion et en considérant un taux de combustion de 30%, on en

déduit que la quantité de DT par cible de combustible doit être aux environs d'une dizaine de milligrammes.

Reprenons à présent l'équation 1.40 en prenant la valeur de référence $H_B = 6 \text{ g/cm}^2$, on obtient :

$$H_f = \rho R_f \simeq 3 \text{ g/cm}^2. \quad (1.41)$$

Considérons une cible de masse m_f on a donc :

$$m_f = \frac{4\pi}{3} \rho R_f^3 = \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho R_f)^3}{\rho^2} = \frac{4\pi}{3} \frac{H_f^3}{\rho^2} \quad (1.42)$$

On peut en déduire la masse volumique du combustible :

$$\rho(\text{g/cm}^3) = \sqrt{\frac{4\pi}{3} \frac{H_f^3}{m_f}} \simeq \frac{10}{\sqrt{m_f(\text{g})}} \simeq \frac{300}{\sqrt{m_f(\text{mg})}} \quad (1.43)$$

Si on utilise une cible de $m_f = 1\text{mg}$, alors on obtient une densité de $\rho = 300\text{g/cm}^3$. Pour comprimer une cible solide de DT de densité $\rho_{DT} = 0,225\text{g/cm}^3$ jusqu'à obtenir des réactions de fusion, il faudrait la comprimer d'un facteur d'environ 1500. Cette valeur de compression est extrêmement grande et représente un des défis de la fusion par confinement inertiel.

L'énergie produite par les réactions de fusion est donnée par :

$$E_{\text{fusion}} = Q_{DT} N_{\text{fusion}} = \frac{Q_{DT} M_f \Phi}{2m_i} \quad (1.44)$$

or, nous avons :

$$Q_{DT} = 17,6\text{MeV} = 2,816 \times 10^{-18}\text{MJ} \quad (1.45)$$

et

$$m_i = 2,5 \times m_{\text{proton}} = 4,18 \times 10^{-24}\text{g} \quad (1.46)$$

d'où

$$E_{\text{fusion}} = 3,37 \times 10^5 m_f \Phi \text{ (MJ)} \quad (1.47)$$

avec la masse m_f en gramme. Si l'on se place dans le cas précédent, *i.e.* avec $\Phi=33\%$ et une masse d'un milligramme, on obtiendrait de l'ordre de 100GJ d'énergie.

Évaluons à présent la quantité d'énergie qu'il faut fournir à une cible pour la porter dans les conditions de fusion et comparons-la à l'énergie qu'elle génère que l'on vient de calculer. L'énergie permettant de porter la cible dans les conditions d'allumage peut être séparée en deux parties : une partie correspondant à une énergie de compression et une autre partie correspondant à une énergie thermique.

Pour comprimer la cible, il faut fournir un travail $-pdV$ qu'il faut évaluer. Dans notre cas *i.e.* pour le DT, la température est inférieure à la température de dégénérescence (ou température de Fermi) qui est donné par l'expression :

$$T_{\text{Fermi}} \simeq 14\rho^{2/3} \text{ (eV)} \quad (1.48)$$

avec la densité en g/cm^3 . Dans le cas du DT solide, donc pour une densité de 2g/cm^3 , elle vaut $22,2\text{eV}$. Or, dans le combustible comprimé dont la densité est de l'ordre de 1000g/cm^3 , la température de Fermi sera de l'ordre du keV. Les effets quantiques sont donc prépondérants et la pression est dominée par les électrons. La pression, dans ce cas peut s'exprimer par la formule :

$$p_F = \frac{2}{5}n_e T_F = A_F \rho^{5/3} = 2,16\rho^{5/3} \text{ (Mbar)} \quad (1.49)$$

ce qui correspond à une pression de 200Gbar dans le point chaud.

Pour tenir compte du fait que la température n'est pas tout à fait zéro et que l'agitation thermique contribue à la pression, on introduit le paramètre d'entropie $\alpha = p/p_F$. Pour nos estimations, nous considérons que α est constant et de l'ordre de l'unité d'où :

$$E_{\text{compression}} = \int_{V_f}^{V_0} p dV = \alpha m_f \int_{\rho_0}^{\rho_f} \frac{p_F}{\rho^2} d\rho \simeq \frac{3}{2} \alpha m_f A_F \rho_f^{2/3} \text{ (MJ)} \quad (1.50)$$

avec la masse m_f en grammes, la densité ρ_f en g/cm^3 . Donc, l'énergie nécessaire à la compression est de l'ordre de la 50kJ en prenant un paramètre d'entropie de 1,5 et une masse comprimée de 1mg. En comparant les équations 1.47 et 1.50, on remarque que la compression est un procédé qui ne nécessite pas une très grande énergie. Néanmoins, il faut aussi chauffer le combustible. Dans la mesure où la température d'allumage est plus importante que la température de Fermi, le modèle d'un gaz parfait est adapté pour décrire le chauffage. L'énergie du combustible chauffé au-dessus de la température Fermi est proportionnelle à la température du point chaud T_f :

$$E_{\text{chauffage}} = \frac{3}{2} (n_e + n_D + n_T) T_h V_h = 3n_e T_h V_h = 110m_h T_{\text{keV}} \text{ (MJ)} \quad (1.51)$$

avec m_h la masse de combustible chauffée en gramme, qui est différente de m_f la masse totale du combustible. Si on veut chauffer la 1% du combustible (soit 0,01mg) à une température de 10keV, l'énergie nécessaire serait donc d'environ 10kJ.

En comparant les trois équations 1.47, 1.50 et 1.51 et leurs applications numériques, on remarque que le processus de chauffage est très gourmand en énergie et que, comme on aurait pu s'y attendre, elle est proportionnelle à la masse chauffée.

Donc, afin de réduire l'énergie nécessaire à l'allumage, il suffirait de ne chauffer qu'une partie réduite de la cible et de produire l'énergie nécessaire à la combustion du reste de la cible *in situ*, via la combustion elle-même grâce à une onde de détonation. La portion de la cible qui est chauffée est appelée « point chaud » pour lequel nous allons déterminer les conditions d'allumage.

1.3.2 Conditions d'allumage pour un point chaud central

Au vue des considérations de la partie précédente, on souhaiterait initier les réactions de fusion en un point chaud central. Afin d'obtenir les conditions d'allumage, il est nécessaire que le bilan énergétique de ce point chaud soit positif, *i.e.* que le gain énergétique soit plus grand que les pertes. Afin d'établir le bilan énergétique, considérons un point chaud dont l'énergie interne sera notée E_{interne} et estimons sa variation d'énergie au cours du temps. Pour ce faire, il nous faut considérer :

1. l'énergie due au travail des forces extérieures pendant l'implosion,
2. l'énergie des réactions thermonucléaires,
3. les pertes radiatives,
4. les pertes électroniques.

Établissons une estimation simple de chacun de ces termes afin de pouvoir réaliser ce bilan.

1.3.2.1 Énergie due au travail des forces extérieures pendant l'implosion

Pour simplifier les choses, nous considérons que le travail des forces extérieures peut être modélisé par le travail d'un piston dense de vitesse $v_p = dR/dt$ sur un gaz dont la pression interne vaut :

$$P_{\text{int}} = \frac{2(1+Z)}{Am_n} \rho k_b T \quad (1.52)$$

On obtient donc :

$$\frac{dE_{\text{méca}}}{dt} = -P_{\text{int}} \frac{dV}{dt} \quad (1.53)$$

d'où :

$$\frac{dE_{\text{méca}}}{dt} = -\frac{8\pi(1+Z)}{Am_n} \rho R^2 \frac{dR}{dt} k_b T \quad (1.54)$$

$$\boxed{\frac{dE_{\text{méca}}}{dt} = -\frac{8\pi(1+Z)}{Am_n} \frac{(\rho R)^2}{\rho} v_p k_b T} \quad (1.55)$$

Néanmoins, dans le cas limite où l'allumage se déroule à la stagnation et dans le cas isobarique, la vitesse d'implosion devient quasi-nulle et, par conséquent, le travail

des forces de pression s'annule. Ce n'est pas le cas pour l'allumage rapide ni pour l'allumage par choc puisqu'aucun des deux n'est isobarique.

1.3.2.2 Énergie des réactions thermonucléaires

La puissance dégagée par les réactions de fusion thermonucléaire est donnée par l'expression :

$$P_{\alpha,n} = E_{\alpha,n} \frac{4\pi}{3(Am_n)^2} \frac{(\rho R)^3}{\rho} \langle \sigma v \rangle \quad (1.56)$$

Or, une partie de l'énergie produite est réabsorbée par le combustible. Cette fraction redéposée dans le matériau de densité ρR peut être estimée via la relation suivante :

$$\frac{P_{(\alpha,n)dep}}{P_{\alpha,n}} = \frac{\rho R}{\rho R + \rho \lambda_{\alpha,n}} \quad (1.57)$$

avec $\lambda_{\alpha,n}$ qui représente le libre parcours moyen des particules α ou des neutrons. On obtient donc $P_{dep} = P_{\alpha,dep} + P_{n,dep}$. Le libre parcours moyen des particules α est proportionnel à la température électronique à la puissance 3/2 et à l'inverse de la densité. Néanmoins, dans les conditions de la fusion inertielle, une expression du libre parcours moyen a été calculée numériquement avec une interpolation qui prend une forme différente. En effet, pour des densités comprises entre 10 et 1000 g/cm³ :

$$\rho \lambda_{\alpha} (\text{g/cm}^2) = 0.025 \frac{T_{\text{keV}}^{5/4}}{1 + 0,008 T_{\text{keV}}^{5/4}} \quad (1.58)$$

Pour une température de 10keV, on obtient alors :

$$\rho \lambda_{\alpha} \approx 0,38 \text{g/cm}^2 \quad (1.59)$$

Or, pour les neutrons cette grandeur vaut environ 4,7g/cm². On en déduit qu'une grande partie des neutrons ne va pas être déposée dans la cible et la traversera alors que les particules α , elles, seront redéposées. Dans les conditions de la fusion, entre 80% et 90% se redéposent dans le milieu. La quantité totale d'énergie déposée dépend donc de la fraction de particules α qui sont stopées dans la cible et donc du ratio entre la densité surfacique de la cible et le libre parcours moyen des particules α . Si, pour simplifier la discussion, on considère que la totalité des particules α sont redéposées dans la cible, on obtient alors :

$$P_{(\alpha,n)dep} \approx P_{\alpha} = 2,92 \times 10^{41} \frac{(\rho R)^3}{\rho} \langle \sigma v \rangle (\text{W}) \quad (1.60)$$

avec $\langle \sigma v \rangle$ en cm³/s, ρ en g/cm³, R en cm et T en keV.

1.3.2.3 Les pertes radiatives

Les pertes radiatives sont dues aux collisions coulombiennes entre les électrons et les ions. Comme les électrons sont plus légers, ils sont plus accélérés que les ions et ce sont eux qui produisent le rayonnement. Dans notre cas, *i.e.* complètement ionisé, les pertes radiatives sont dues au rayonnement Bremsstrahlung qui n'est pas stoppé dans le point chaud et que l'on peut modéliser par l'expression [29] :

$$P_{\text{ray}} \approx P_B = \frac{32}{9\pi\sqrt{2\pi}} \frac{Z^2 e^6}{\epsilon_0^3 m_e^{3/2} h c^3 (A m_n)^2} \frac{(\rho R)^3}{\rho} \sqrt{k_B T} \quad (1.61)$$

En faisant l'application numérique, on obtient :

$$P_{\text{ray}} \approx 3,82 \times 10^{20} \frac{(\rho R)^3}{\rho} \sqrt{T} (\text{W}) \quad (1.62)$$

avec ρ en g/cm^3 , R en cm et T en keV.

1.3.2.4 Les pertes par conduction électronique

Ces pertes sont dues à la conduction électronique et peuvent être modélisées par la conductivité de Spitzer par l'expression suivante [30] :

$$P_{\text{élec}} = 128 (\pi)^3 \left(\frac{8}{\pi} \right)^{3/2} \frac{Z}{Z+3} \frac{\epsilon_0^2}{\sqrt{m_e} Z \ln \Lambda} \frac{\rho R}{\rho} (k_B T)^{7/2} \quad (1.63)$$

dont on gardera une expression semi-analytique simplifiée :

$$P_{\text{élec}} \approx 7,62 \times 10^{-5} \frac{\rho R}{\rho} T^{7/2} (\text{W}) \quad (1.64)$$

avec ρ en g/cm^3 , R en cm et T en keV.

1.3.2.5 Bilan global au moment de l'allumage

Si on se place, comme exposé précédemment, dans le cas où l'instant d'allumage coïncide avec la stagnation, alors la vitesse d'implosion s'annule et le travail des forces de pression aussi. On obtient dès lors :

$$P_{(\alpha,n)\text{dép}} = P_{\text{ray}} + P_{\text{élec}} \quad (1.65)$$

En remplaçant les termes de l'équation précédente par leurs expressions respectives déjà déterminées auparavant, on peut en déduire un critère sur le terme ρr de la forme suivant :

$$\rho R (\text{g/cm}^2) = \sqrt{\frac{7,62 \times 10^{-5} T^{7/2}}{2,92 \times 10^{41} \langle \sigma v \rangle - 3,82 \times 10^{20} \sqrt{T}}} \quad (1.66)$$

Ce qui donne, pour $T=10\text{keV}$ et donc pour une réactivité $\langle\sigma v\rangle$ de l'ordre de $1 \times 10^{-16}\text{cm}^3/\text{s}$, un paramètre $\rho R = 0,23\text{g}/\text{cm}^2$.

1.3.3 Les approches classiques

Afin d'obtenir l'allumage d'une cible, plusieurs schémas ont été élaborés et sont à l'origine des designs des grandes installations de recherche actuelles *i.e.*, *National Ignition Facility* (NIF) et le Laser MégaJoule (LMJ). Ces approches sont basées sur l'illumination uniforme de la cible afin la faire imploser et de générer un point chaud central où seront initiées les réactions de fusion. Puisque le processus d'implosion et de chauffage sont effectués par la même impulsion laser, on parle alors de point chaud autogénéré. Les deux approches envisagées sont les attaques dites directe et indirecte.

1.3.3.1 Attaque directe

L'attaque directe [31] est probablement l'approche la plus simple à imaginer dans la mesure où il s'agit simplement d'illuminer la cible de combustible avec une impulsion laser sculptée en temps. Cette approche se fait en quatre étapes :

1. le laser illumine de manière uniforme l'ablateur de la cible créant ainsi une couronne de plasma autour de la cible. En effet, le laser va éclairer la cible avec une intensité telle qu'il va chauffer l'ablateur et le vaporiser.
2. le plasma de couronne se détend et la cible de DT est comprimée par effet fusée. Rapidement, la laser va éclairer un profil de densité n_e croissant. Le laser ne peut se propager dans les zones où la densité est supérieure à la densité critique n_c , définie comme étant la densité à laquelle la fréquence plasma égalise la pulsation du laser :

$$\omega_p = \omega_l \quad (1.67)$$

or

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.68)$$

et

$$\omega_l = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (1.69)$$

on obtient donc :

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2} = \frac{1,11 \times 10^{21}}{\lambda^2 (\mu\text{m}^2)} \text{cm}^{-3} \quad (1.70)$$

avec ω_p la pulsation du plasma, ω_l la pulsation du laser, e la charge de l'électron, m_e sa masse, λ la longueur d'onde du laser et ϵ_0 la permittivité diélectrique du

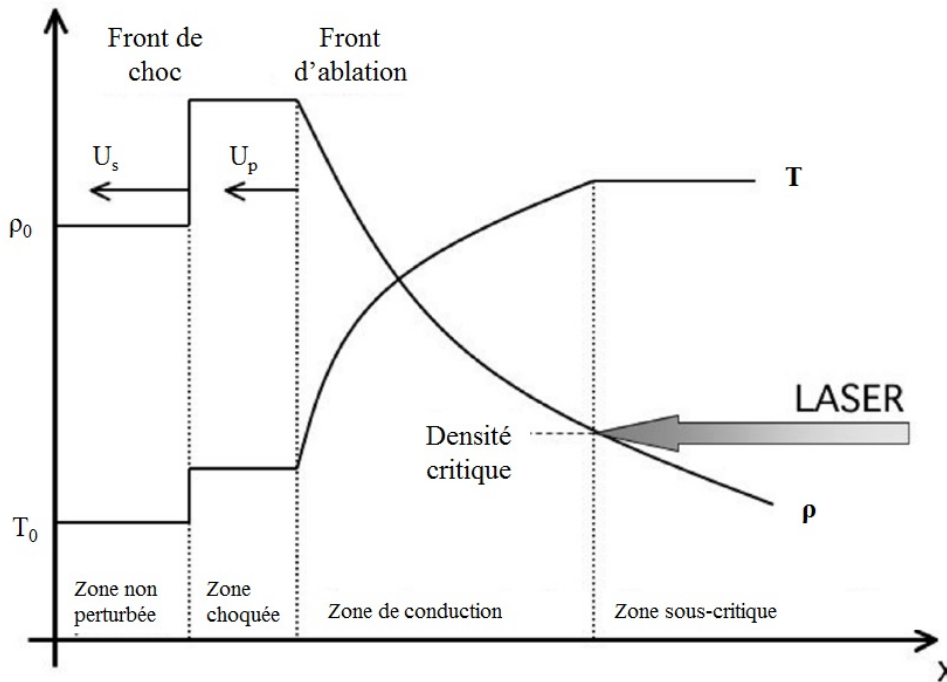


FIGURE 1.5 – Profil de densité et de température d'une cible éclairée par un laser et zones associées.

vide. Au delà de la densité critique, les électrons sont chauffés principalement par absorption collisionnelle dans le domaine d'intensité où nous travaillons. Ces électrons vont ensuite transporter l'énergie par conduction thermique jusqu'au front d'ablation et ainsi chauffer la partie centrale.

3. La cible ayant une forme de coquille sphérique accélérée à une vitesse de 300 à 400km/s et implorée, la partie centrale de la cible (point chaud) atteint une densité et une pression permettant l'allumage.
4. Les réactions de fusion se propagent et consomment la cible.

Un élément important de l'attaque directe est l'ablation et la génération de la pression d'ablation par le laser permettant la mise en vitesse de la coquille. Le processus d'ablation voit l'apparition de quatre zones qui sont la zone du solide non perturbée, la zone de solide choqué, la zone de conduction et la zone plasmatisée sous critique ou zone d'absorption illustrées sur l'image 1.5.

Cependant, certains phénomènes peuvent venir perturber l'absorption ou avoir d'autres effets négatifs pour la compression et l'allumage : les instabilités paramétriques parmi lesquelles on peut citer :

1. La diffusion Raman stimulée (appelée aussi Stimulated Raman Scattering, SRS) pour laquelle l'onde laser se décompose en une onde plasma électronique et une onde électromagnétique diffusée.
2. La diffusion Brillouin stimulée (appelée aussi Stimulated Brillouin Scattering, SBS) qui voit l'onde laser se décomposer en une onde acoustique ionique et une onde électromagnétique diffusée.
3. La désintégration de deux plasmons (appelée aussi TPD) où l'onde laser se décompose en deux ondes plasmas électroniques.

Ces instabilités à 3 ondes à seuils ont des comportements divers et n'apparaissent qu'à partir de certaines conditions lasers et de plasma (densité et température électroniques) qui sont différentes pour chacune d'entre elles. Les instabilités SBS et SRS peuvent entraîner une rétrodiffusion du laser impliquant par la même occasion une perte énergétique. Les SRS et TPD permettent la génération d'électrons suprathermiques qui peuvent préchauffer la cible et être préjudiciables à la compression de la cible. Enfin, le SBS peut aussi entraîner une dégradation de la symétrie d'irradiation de la cible et donc compromettre la compression. Nous développerons cet aspect plus en détail dans le chapitre 3. Par ailleurs, la filamentation peut aussi avoir un rôle catalyseur d'instabilités paramétriques. Cette instabilité est due à la réfraction du faisceau laser à cause des non-uniformités locales de densité qui est amplifiée thermiquement et podéromotivement par la focalisation laser. Elle provoque des modulations locales de densité et de champs électrique qui peuvent amplifier les autres instabilités.

1.3.3.2 Attaque indirecte

L'attaque indirecte [2], comme son nom l'indique, se sert d'un intermédiaire entre le laser et la cible de DT : une cavité à Z élevé appelé hohlraum (typiquement de l'or ou un alliage en contenant). Cette cavité va permettre de convertir l'éclairage laser en irradiation X. Cette attaque a l'avantage de générer une illumination beaucoup plus uniforme ce qui permet une compression de la cible plus efficace. C'est pour cette raison qu'elle a été choisie comme approche principale pour les projets NIF et LMJ. Néanmoins, une grande perte d'énergie est à déplorer due à la conversion X et les recherches liées à cette attaque sont d'avantage réserver à la physique des armes.

1.3.4 Les approches alternatives

Jusqu'à présent, pour obtenir l'allumage, on considérait un modèle isobare impliquant un apport d'énergie mécanique considérable à la cible pour générer un point

chaud avec une densité suffisante. La conséquence directe est la nécessité d'obtenir une grande vitesse d'implosion et donc de fournir une grande énergie laser à la cible.

Les approches alternatives proposent de séparer les phases de compression et d'allumage. Pour ce faire, la cible est d'abord précomprimée isentropiquement puis on génère un point chaud d'où démarrent les réactions de fusion. Cette idée est en réalité une nécessité afin de produire de l'énergie à coût raisonnable. Par ailleurs, au regard de l'échec de la *National Ignition Campaign*, d'autres solutions ont dû être envisagées. Un des avantages de cette technique est qu'elle est beaucoup moins coûteuse en énergie et plus robuste en terme d'instabilités hydrodynamiques puisque la vitesse d'implosion mise en jeu est plus faible.

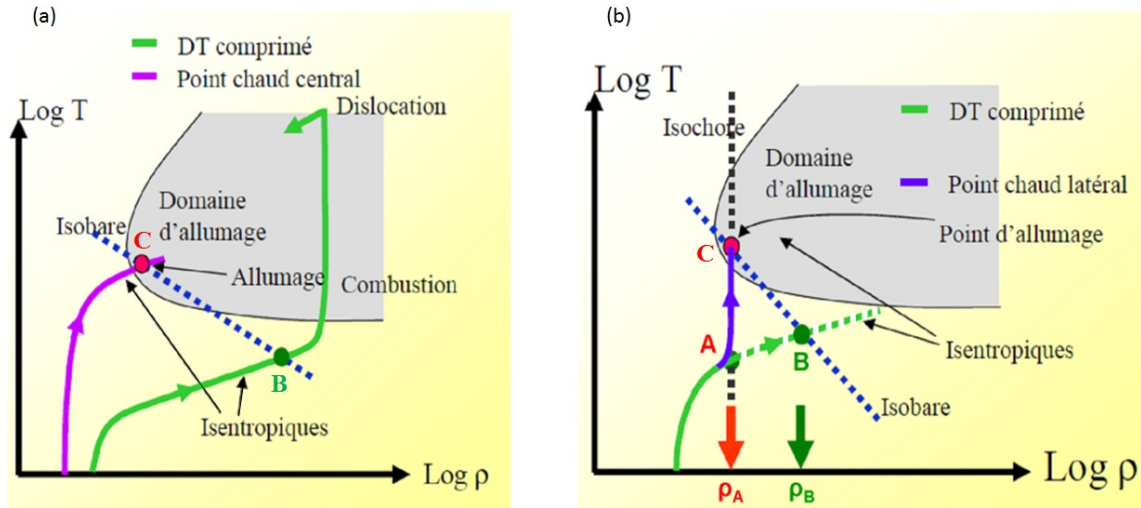


FIGURE 1.6 – Chemin thermodynamique suivi par le DT comprimé et le point chaud dans le diagramme $(\rho; T)$ avec l'hypothèse de compressions isentropiques. (a) Modèle isobare (b) Modèle isochore pour l'allumage rapide [8, 9]

Pour vérifier ce gain, il suffit de regarder le chemin thermodynamique suivi par le DT comprimé et par le point chaud dans le diagramme $(\rho; T)$ dans le cas classique, mais aussi dans un cas alternatif (allumage rapide) avec l'hypothèse de compression isentropique. Dans le cas classique de la figure 1.6, il est nécessaire de comprimer la cible au-delà de la densité du point d'allumage (point C), *i.e.* de la porter au point B($\rho_B; T_B$) avant de lui faire subir une transformation quasi-isobare jusqu'au point d'allumage C($\rho_C; T_C$). Dans le cas isochore, la cible de DT subit aussi une transformation isentropique jusqu'à la densité nécessaire à l'allumage, *i.e.* le point A($\rho_A; T_A$) avec $\rho_B > \rho_A$. Ensuite, une petite partie du combustible (point chaud latéral) doit subir une transformation isochore jusqu'au point d'allumage, le point C. On en déduit que l'énergie indispensable à la compression est plus faible dans le cas

isochore que dans le cas isobare.

Néanmoins, les méthodes alternatives nécessitent la génération d'une densité uniforme avant l'allumage dans le DT. Cette uniformité doit être maintenue jusqu'à la génération d'un point chaud dans ce DT précomprimé de manière rapide. En effet, il faut chauffer le plasma sans qu'il ne change de volume pour limiter le risque d'explosion du combustible et donc la perte du confinement. Cette précompression possède l'avantage, comme évoqué plus tôt, de nécessiter moins d'énergie mais aussi d'être testable sur des installations lasers existantes.

La réalisation expérimentale de ces schémas alternatifs est envisagée en l'attaque directe. En effet, cette séparation de la compression et de l'allumage met en jeu des énergies lasers dont les technologies sont mieux maîtrisées avec des pertes dues aux effets de couplages moins critiques et des instabilités hydrodynamiques mieux contrôlées. Cependant, la preuve expérimentale de ces schémas n'a pas encore été faite mais nous y reviendrons plus tard.

Les deux schémas alternatifs qui existent aujourd'hui diffèrent par leur méthode d'allumage ou d'initiation des réactions de fusion. Ils sont nommés allumage rapide [8, 9] et allumage par choc. Ces deux schémas ont été élaborés dans le cadre de programmes civils et dans le but de produire de l'énergie. Dans la mesure où ce travail de thèse concerne l'allumage par choc, nous ne présenterons que brièvement l'allumage rapide [8, 9] dont nous donnerons quelques références et nous nous attarderons d'avantage sur l'allumage par choc.

1.3.4.1 Allumage rapide

L'allumage rapide [8, 9] procède par allumage d'un point chaud latéral. Pour ce faire, il utilise deux faisceaux différents : un pour la compression et l'autre pour l'allumage. Ces deux lasers sont différents dans la mesure où le premier fait intervenir des intensités de l'ordre de $10^{14} - 10^{15} \text{W/cm}^2$ avec des temps de faisceau de l'ordre de la nanoseconde alors que le deuxième fait intervenir des intensités de l'ordre de $10^{18} - 10^{20} \text{W/cm}^2$ avec un temps de faisceau de l'ordre de 10ps. Ces deux types de faisceaux ne peuvent pas être réalisés par la même chaîne laser à l'heure actuelle d'où la nécessité d'un deuxième laser.

Comme dit précédemment, le deuxième faisceau permet de produire une impulsion ultra-intense pour générer des particules chargées (électrons ou protons) que l'on va tenter de déposer au niveau du point chaud latéral. Le but est de déposer, dans un volume et un laps de temps les plus faibles possibles, une très grande quantité

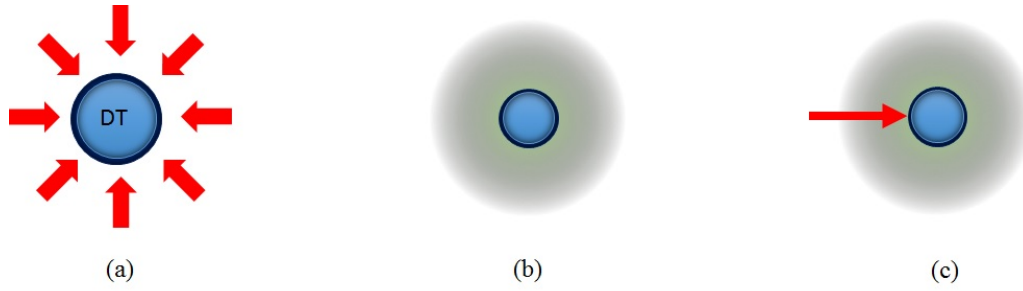


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de l'allumage rapide [8, 9]. Un premier choc est lancé (a) afin de comprimer la cible avec un plasma de couronne (b) et, un faisceau latéral est lancé (c) afin d'allumer un point chaud permettant ainsi la combustion de la cible

d'énergie.

Néanmoins, cette technique doit faire face à plusieurs défis. En effet, il reste difficile de générer un faisceau de particules chargées avec un dépôt localisé. En effet, le faisceau de particules est naturellement fortement divergent et il est nécessaire de le collimater ce qui reste difficile compte tenu des conditions extrêmes à proximité de la cible. Plusieurs voies ont été envisagées afin de remédier à ce problème dont notamment l'utilisation d'un cône en or dans la cible de DT comme guide à particules chargées. Cette voie reste compliquée dans la mesure où cela complique grandement la fabrication des cibles mais aussi le contrôle de l'implosion. Une autre voie possible est la collimation à l'aide de champs magnétiques ultra-intenses ou l'autocollimation des particules. Ces deux techniques restent cependant compliquées à mettre en oeuvre expérimentalement. En effet, pour le moment, aucune installation laser ne permet encore de tester cette approche. Quoiqu'il en soit, LMJ-PETAL permettra sans aucun doute quelques avancées en la matière. En effet, même si PETAL n'a pas l'énergie suffisante pour allumer le combustible (3,5kJ laser disponibles contre 30kJ nécessaires afin d'obtenir 10kJ d'électrons au centre), il sera possible d'étudier la physique du transport électronique relativiste dans un régime pertinent.

1.3.4.2 Allumage par choc

L'allumage par choc [4, 5, 6, 7] est une approche relativement nouvelle de la fusion par confinement inertiel. L'idée est d'abord venue de Shcherbakov [32] qui a proposé d'allumer la bille de DT précomprimée à l'aide d'un choc convergent. Dans ce scénario, la température du DT comprimé était inférieure à 1keV et la grande majorité de l'énergie nécessaire à l'allumage était apportée par le choc final. Néanmoins,

expérimentalement, aucun laser n'était capable de générer les pressions nécessaires. C'est la raison pour laquelle Betti [4] propose en 2007 une nouvelle approche durant laquelle on crée un point chaud central lors de la phase de compression avec une température d'environ 2-3keV soit une température inférieure au seuil d'allumage. On lance ensuite le choc fort qui sera amplifié lors de sa collision avec le rebond du choc de compression au niveau de la surface intérieure de la coquille. Ce choc amplifié apportera l'énergie nécessaire au point chaud afin d'obtenir son allumage.

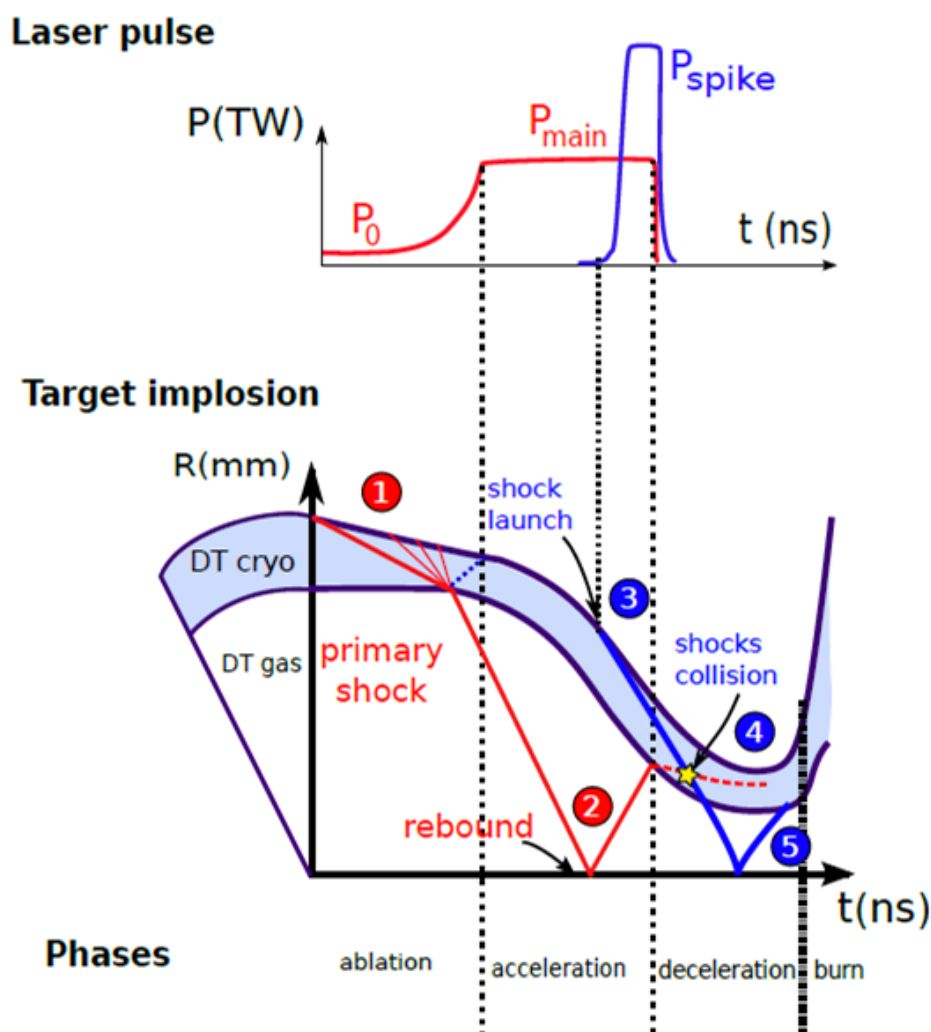


FIGURE 1.8 – Représentation schématique de l'implosion pour l'allumage par choc (issu de [33]).

La figure 1.8 représente le principe général de l'allumage par choc. Tout d'abord, le laser irradie la surface extérieure de la cible créant une onde de choc qui va se

propager dans la coquille (1). L'impulsion laser est profilée de manière à obtenir une compression isentropique sur un temps d'environ 10ns et le choc débouche à l'intérieur de la sphère de gaz de DT et une partie de ce choc est réfléchi dans le DT solide (2). L'onde réfléchie (de raréfaction) atteint la surface extérieure de la coquille et est réfléchie, devenant une onde de compression et initiant l'accélération de la coquille. Au même moment, le premier choc qui se propageait dans le DT-gaz est réfléchi au centre de la cible (2) et la phase d'accélération se termine lorsque le choc atteint la surface intérieure de la coquille. Le *spike* est ensuite lancé (3) afin d'entrer en collision (4) avec le choc qui a rebondi au centre au niveau de la surface intérieure de la coquille au début de la phase de décélération. Le choc convergent résultant entre dans le DT-gaz, augmente sa température au dessus du seuil d'allumage après un ou plusieurs rebond (5).

Ce schéma est très intéressant dans la mesure où il fait intervenir une physique qui est relativement connue et documentée lors de la phase de compression puisqu'elle peut être réalisée sur des installations laser existantes. En effet, les intensités mises en jeu sont de l'ordre de 10^{14}W/cm^2 qui est un régime où l'interaction laser plasma est essentiellement dans le régime collisionnel qui est très bien connu théoriquement et pour lesquels les codes de simulations ont été validés par les expériences. Les processus physiques mis en jeu sont exactement ceux décrits précédemment sur l'attaque directe à la seule différence qu'ici, la vitesse d'implosion est plus faible, de l'ordre de 250km/s. De plus, la longueur du pulse permettrait de mieux stabiliser l'implosion de la coquille ce qui donnerait accès à des densités surfaciques de combustible plus élevées avec des énergies laser de l'ordre de la centaine de kilojoules. Une autre différence avec le schéma classique en attaque directe est la température du point chaud à la phase de compression (2-3keV) qui est insuffisante pour l'auto-allumage. C'est la raison pour laquelle l'allumage est réalisé à l'aide d'un choc fort qui est lancé à la fin de la phase d'implosion grâce à un *spike* d'une intensité de l'ordre de $10^{15} - 10^{16} \text{W/cm}^2$ soit un à deux ordres de grandeurs plus élevés comme sur la figure 1.9.

Ce schéma, qui est présenté sur la figure 1.8 est donc très attractif non seulement grâce à sa simplicité mais aussi par la robustesse de son schéma d'implosion qui peut être testé sur des installations lasers existantes. Mais, il est notable de citer qu'en plus de cela, il ne fait pas intervenir de faisceau de particules ultra-relativistes et il emploie les mêmes cibles que celles utilisées dans l'approche classique. Ces cibles sont donc plus simples et leur coût de fabrication est plus faible ce qui est un avantage considérable à des fins d'applications industrielles. Enfin, du fait qu'il nécessite moins d'énergie que les autres schémas d'allumage, il pourrait permettre d'obtenir des gains énergétiques

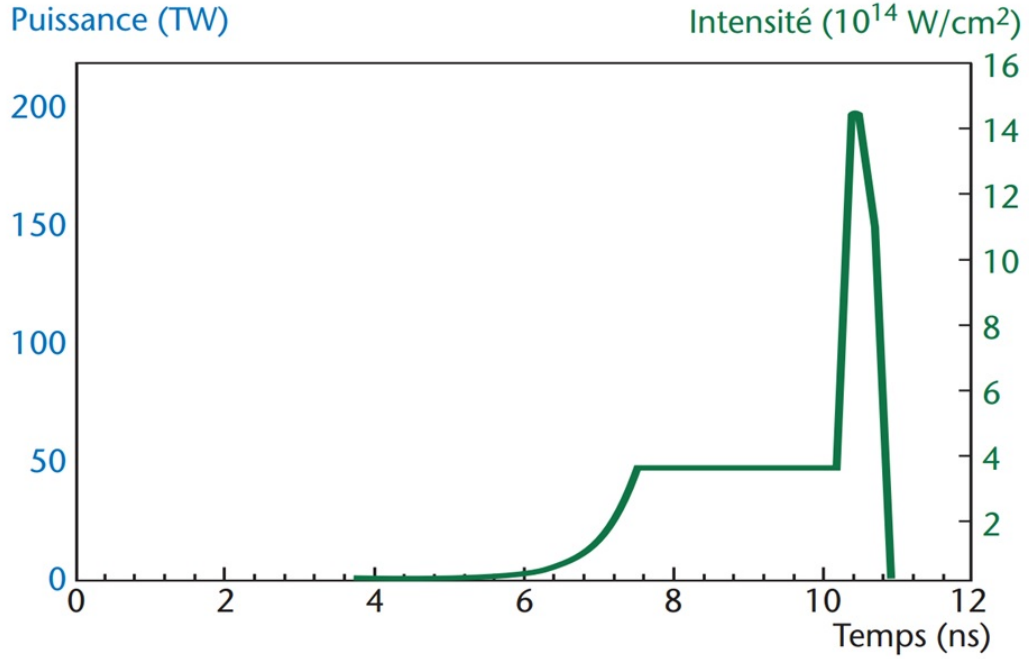


FIGURE 1.9 – Mise en forme temporelle de l’impulsion laser requise pour l’allumage par choc avec une illumination uniforme sur toute la surface de la cible de rayon environ 1mm.

de l’ordre de 100 ce qui est un avantage net en vue d’une centrale énergétique.

Quelques ordres de grandeurs La pression d’ablation dans le régime d’absorption classique collisionnel en régime quasi-stationnaire peut être approchée par la loi d’échelle suivante :

$$P_a(\text{Mbar}) \approx 40 \left(\eta_{abs} \frac{I_L(\text{W/cm}^2)}{10^{15} \lambda_L(\mu\text{m})} \right)^{2/3} \quad (1.71)$$

où P_a est la pression d’ablation en Mbar, η_{abs} est le coefficient d’absorption laser, I_L est l’intensité laser incidente en W/cm^2 et λ_L est la longueur d’onde du laser incident. Si on choisit un faisceau de longueur d’onde $\lambda_L = 0,35\mu\text{m}$, d’intensité $I_L = 0,3 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ et un coefficient d’absorption laser $\eta_{abs} = 0,7$, on obtiendra alors une pression d’ablation de $P_a = 30 \text{Mbar}$ dans l’ablateur au moment de l’implosion. La coquille est alors mise en vol à des vitesses d’implosion comprises entre 150 et 300 km/s. Ces conditions laser permettent en principe de créer un point chaud central avec des paramètres juste en-dessous de la courbe d’allumage. Afin d’atteindre l’ignition, il faut lancer un choc fort juste avant la stagnation. D’après les prévisions des créateurs

de cette approche, pour créer ce choc fort, il est nécessaire d'utiliser un faisceau laser d'intensité au moins égale à $I_L = 5 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$, ce qui correspondrait, en considérant une longueur d'onde égale à $\lambda_L = 0.35 \mu\text{m}$ et une absorption légèrement en baisse à $\eta_{abs} = 0,6$, à un laser d'une puissance de 200 à 400TW et à une pression de 300Mbar (la loi d'échelle n'est plus valable dans ce cas). Cette puissance est dans le domaine opérationnel de plusieurs installations laser telles que le NIF et le LMJ, ce qui permet d'envisager des tests expérimentaux, contrairement aux autres schémas qu'ils soient classiques ou alternatifs.

1.3.5 Situation de l'allumage par choc

Le schéma d'allumage par choc est relativement récent (2007) et, quand bien même une quantité importante de travaux ont été menés et ont permis de grandes avancées sur le plan théorique [4, 5, 6, 34, 35, 36, 37] comme sur le plan expérimental [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 38], beaucoup d'études restent encore à poursuivre et beaucoup de doutes et d'incertitudes doivent encore être levés afin de vérifier sa faisabilité expérimentale. Afin de positionner ce travail dans la démarche globale d'obtention de l'allumage des réactions de fusion, nous allons tout d'abord examiner les travaux expérimentaux qui ont été réalisés pour ensuite établir les besoins expérimentaux et enfin reconstruire la démarche qui a guidé ce travail.

1.3.5.1 Interaction laser matière

Pour se placer dans les conditions de l'allumage par choc, les expériences d'interaction laser plasma doivent être réalisées avec des plasmas chauds et denses. Ces plasmas doivent avoir une longueur caractéristique de plusieurs centaines de micromètres tout en atteignant la densité critique. La réalisation de ces études nécessite donc l'utilisation de plusieurs faisceaux laser afin de produire d'un côté cette couronne de plasma et de l'autre, pouvoir interagir avec ce plasma avec une énergie suffisante (typiquement de l'ordre du kilojoule). Très peu d'installations laser permettent d'atteindre ces conditions, il est donc nécessaire d'imaginer des expériences sur de plus petites installations afin de résoudre certains problèmes/aspects spécifiques liés à l'allumage par choc. La plus grande inconnue physique de l'allumage par choc est le couplage entre l'impulsion d'allumage et la couronne plasma étendue et chaude. Il faut, entre autres, vérifier que, dans ces conditions, il est possible de créer un choc fort nécessaire à l'allumage par choc.

Pour étudier l'interaction laser matière dans les conditions de l'allumage par choc, une série d'expérience a été planifiée sur deux installations laser en Europe : LULI-2000 et LIL [39]. En plus, l'analyse des données plus anciennes obtenues sur l'installation laser à 6 faisceaux LULI-6F (qui a fermé début des années 2000) a apporté des informations complémentaires. En effet, plusieurs faisceaux étaient alors disponibles permettant d'avoir à disposition une multitude de diagnostics et de générer des plasmas aux conditions variées et contrôlées. Les caractéristiques lasers de LULI-2000 et LIL sont explicitées dans le chapitre 4. Néanmoins, on peut déjà rappeler que, comme LULI-6F, ils pouvaient fonctionner à plusieurs longueurs d'ondes (0,35, 0,53 et 1,05 μm), que LULI2000 avaient 2 faisceaux dont un à 500J et que la LIL pouvait délivrer jusqu'à 10kJ. Les expériences ont été réalisées de manière à produire des couronnes plasmas représentatives de différentes parties complémentaires de la couronne plasma de la cible comprimée de l'allumage par choc. Le but était de comprendre ce qui se passait au moment du lancement du *spike* avec des températures électroniques allant jusqu'à 2keV, des densités dont les gradient atteignant des longueurs caractéristiques jusqu'à 350 μm et des intensités laser pouvant atteindre les $10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$. Les trois harmoniques des lasers ont été utilisées afin d'atteindre des valeurs élevées du paramètre $I_L \lambda_L^2$ (produit de l'intensité laser et de sa longueur d'onde au carré) qui, comme on le montre ensuite dans le chapitre 3, permet de savoir si l'on est dans un régime où les instabilités paramétriques sont prédominantes (pour des valeurs du paramètres élevées).

Lors de ces expériences, l'énergie reflétée a été collectée grâce à des calorimètres et des spectromètres et ont permis de prouver que les instabilités paramétriques jouaient un rôle important dans le cadre de l'allumage par choc. En effet, même si, pour des impulsions lasers nanosecondes, le taux de diffusion Brillouin semble inférieur à 10% dans le cone de la lentille, des mesures à l'extérieur de la lentille ont montré que la même quantité d'énergie était reflétée à l'extérieur du cone de la lentille de focalisation à cause de la diffusion Brillouin [40]. Nous tenterons au cours de ce travail d'explorer cette piste et de quantifier cette énergie. De plus, des mesures à plus haute intensité sur la LIL ont montré que la réflexion d'énergie à cause de la diffusion Brillouin se faisait au début de l'impulsion laser, pendant les premières centaines de picoseconde. Or, le *spike* de haute intensité de l'allumage par choc a une durée d'impulsion de quelque centaines de picosecondes. Ainsi, la diffusion Brillouin stimulée peut être préjudiciable car elle peut refléter une grande partie de l'énergie du *spike*. Afin de se prémunir de ce problème, plusieurs solutions ont dès lors été envisagées en agissant sur le lissage du faisceau laser et sur l'ouverture optique du laser.

Concernant la diffusion Raman stimulée, aucune tendance évidente n'a pu être déduite de ces expériences dans le cadre de l'allumage par choc mais cela ne signifie en rien qu'elle ne pose pas de problème à l'avenir, nous le verrons un peu plus loin.

1.3.5.2 Etude des chocs en géométrie plane

Comme l'allumage par choc est un schéma nouveau, peu d'expériences ont été menées sur la génération de chocs et sa propagation jusqu'à présent. En particulier, il est important d'étudier, lors d'une même expérience, la formation d'un choc fort ainsi que l'interaction laser matière afin de pouvoir évaluer le couplage hydrodynamique mais aussi comparer les résultats expérimentaux avec les résultats des simulations hydrodynamiques qui, elles, sont de plus en plus nombreuses. Cet aspect est extrêmement important dans la mesure où il pourra permettre de valider la concept même d'allumage par choc. Même si la géométrie plane ne correspond en rien à la configuration réelle de l'allumage par choc, elle n'en reste pas moins intéressante dans la mesure où cela permet d'utiliser un plus grand nombre de diagnostics et de pouvoir comparer de manière beaucoup plus précise les résultats expérimentaux avec les résultats issus des simulations numériques.

Une série d'expérience a été réalisée en géométrie plane sur les lasers LULI [24] et OMEGA [14]. Les principes de ces campagnes expérimentales étaient relativement similaires. L'impulsion laser était composée d'une première illumination à faible intensité pour générer un plasma de couronne étendu et d'une seconde à plus forte intensité pour générer un choc fort dans cette couronne de plasma. Les cibles étaient multicouches composées de CH, d'un matériau lourd et d'une couche de α Quartz. La première couche (CH) permet d'imiter l'ablateur à Z faible des cibles d'allumage par choc. La couche de matériau lourd (Mo) permettait de stopper les rayons-X mais faisait aussi office de couche fluorescente pour estimer la quantité d'électrons chauds et leur énergie via l'émission $K\alpha$ (voir chapitre 2 pour plus de détail sur ce diagnostic). Ces électrons chauds sont produits par les instabilités paramétriques comme on le verra dans le chapitre 3. La dernière couche de verre permettait de mesurer la vitesse instantanée du choc lorsqu'il se propage dans cette couche à l'aide d'un diagnostic interférométrique nommé VISAR (voir chapitre 2 pour plus de détails sur ce diagnostic). Grâce à ce diagnostic, il est possible d'obtenir les pressions en comparant les résultats obtenus avec les simulations numériques.

Ces campagnes expérimentales ont permis de prouver notre capacité de lancer des

chocs forts pouvant atteindre 70Mbar ce qui est courageant mais encore éloigné des 300Mbar minimum nécessaires pour l'allumage.

L'énergie reflétée lors du lancement du *spike* a aussi été mesurée et peut atteindre jusqu'à 36% de l'énergie incidente lorsque le faisceau n'est pas lissé mais reste en dessous des 10% lorsque le faisceau est lissé. Une tendance générale d'augmentation de l'énergie reflétée avec l'intensité du *spike* a été constatée mais aucune conclusion n'a pu être donnée quant aux différences entre les expériences. Cela pourrait provenir des différences expérimentales (qualité des cibles, longueur d'onde des faisceaux entre autres).

La population d'électrons chauds a été caractérisée à l'aide d'une spectrométrie résolue en temps de l'émission $K\alpha$ du Mo. Grâce à ces mesures spectrales, des températures électroniques inférieures à 100keV ont été déduites (70keV à OMEGA et inférieure à 60keV à LULI) ce qui est en accord avec les autres résultats expérimentaux mais aussi avec les simulations numériques qui avaient été réalisées dans les conditions représentatives des expériences. Notons qu'en géométrie sphérique, une température de 30keV a été mesurée [41]. Ces expériences, comparées aux simulations, ont montré que les électrons chauds provenaient principalement de la diffusion Raman stimulée. Néanmoins, même si les températures électroniques trouvées sont en accord avec celles prévues, les quantités d'électrons chauds, elles, restent très inférieures à celles attendues. En effet, seulement 2% d'efficacité de conversion à OMEGA (entre l'énergie incidente et l'énergie des électrons chauds) a été déduite des mesures alors que l'on s'attendait à des valeurs supérieures à 10%.

1.3.5.3 Etude en géométrie sphérique

Comme évoqué auparavant, lors de l'allumage par choc, les phases de compression et d'allumage sont séparées. L'allumage des réactions de fusion est obtenue grâce à la génération d'un choc fort (300Mbar) dans la zone d'interaction (une couronne de plasma étendue en l'occurrence). La force du choc est amplifiée au fur et à mesure qu'il se propage dans la coquille en implosion et convergeante créant ainsi un point chaud. Une manière de générer ce choc est d'utiliser un faisceau laser de haute intensité à la fin du faisceau de compression. Grâce à sa configuration en 60 ou 40 + 20 faisceaux, OMEGA permet d'étudier le phénomène d'implosion et aussi l'influence du timing du *spike* pour obtenir un grand nombre de réactions de fusion et donc un gain élevé.

Grâce aux expériences réalisées sur OMEGA [14, 41], de grandes avancées ont été

réalisées sur la faisabilité de l'allumage par choc et a surtout donné une preuve des avantages de l'allumage par choc. En effet, durant ses expériences, la production de neutrons, signature des réactions de fusion, a été mesurée. La plupart des tirs a été réalisée avec une énergie de 17kJ et peu de tirs ont été réalisés avec une énergie supérieure. La production maximale neutronique a été obtenue pour un spike lancé 2,8ns après le début du faisceau de compression avec une énergie totale de 18,7kJ. La quantité de neutron était 4 fois supérieure à celle obtenue pour un tir sans *spike* mais avec une énergie totale de 19,4kJ. Ces résultats expérimentaux montrent de façon indiscutable que, comme l'avait prévu les simulations, l'allumage par choc permet d'obtenir des gains élevés, plus élevés que les schémas classiques.

Les tirs ici évoqués ont été réalisés avec l'ancienne configuration OMEGA avec une intensité maximale du *spike* de $8.10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ soit au moins un ordre de grandeur inférieur à celle requise pour l'allumage [5]. Ils ont permis d'obtenir une pression d'ablation de 50Mbar ce qui est donc loin des 300Mbar requis. De nouveaux tirs avec une nouvelle configuration laser ont permis de générer une pression d'ablation de 300Mbar sans pour autant obtenir l'allumage des réaction de fusion [18].

1.3.5.4 Ce qu'il reste à faire

Les résultats présentés ci-dessous sont donc nombreux et ont été obtenus relativement rapidement. Néanmoins, ils n'ont pas suffi à obtenir l'allumage. Afin de réussir, plusieurs questions se posent, plusieurs pistes restent à explorer et un certain nombre d'améliorations restent à mettre en oeuvre :

1. Les pressions d'ablation données sont des estimations obtenues de manière indirecte en reconstruisant avec les codes hydrodynamiques les résultats expérimentaux (temps de débouchés de choc principalement). Même si les codes ont été testés, cela rend les résultats sensibles aux modèles utilisés, aux schémas numériques, aux tables de données (opacités, équation d'état) et aussi au limiteur de flux thermique choisi.
2. Les résultats ne disent rien sur la couronne de plasma présente lors du lancement du choc fort. Or, il est nécessaire d'en connaître la dimension et la température car cela aura une grande influence sur les instabilités paramétriques et donc sur la génération d'électrons chauds.
3. Les résultats ont été obtenus sur un nombre limité d'installation laser et il est souhaitable de les étendre à d'autres installations permettant de varier les conditions d'interaction et les diagnostics.

4. Un phénomène physique important n'a pas été étudié expérimentalement dans les conditions de la matière dense et chaude malgré son importance dans le cadre de l'allumage : la collision de choc.
5. De nouvelles idées permettant d'obtenir l'allumage des réactions de fusion n'ont pas été abordés expérimentalement telle que l'allumage bi-polaire.

Il est donc nécessaire d'explorer expérimentalement, sur d'autres installations lasers, la génération de chocs fort en se plaçant véritablement dans les conditions de l'allumage par choc (avec des diagnostics pour le vérifier). Il est nécessaire aussi de tenter de mettre au point des techniques de mesure permettant une mesure plus directe de la pression d'ablation. Enfin, il est indispensable d'étudier en détail tous les phénomènes physiques liés à l'allumage par choc (collision de choc et géométrie des chocs dans le cadre de l'allumage bi-polaire) de manière indépendante dans un premier temps afin de les caractériser en détail et pourvoir ensuite le coupler aux autres.

Par ailleurs, le régime d'intensité du *spike* est resté très inexploré sur des installations lasers. En effet, à cause de sa non-linéarité et l'apparition d'instabilités paramétriques, ce domaine a toujours été évité par le passé. Ces instabilités réfléchissent une partie de l'énergie laser incidente et/ou alors créent des électrons suprathermiques dont l'effet reste à étudier. Effectivement, comme l'accélération de la cible se fait sur un temps plus long et à une intensité plus faible, la dimension de la coquille au moment du *spike* est plus faible. Ainsi, sa densité surfacique peut atteindre des valeurs allant jusqu'à 10g/cm^2 correspondant au *range* des électrons de 200keV. Donc, si les électrons suprathermiques ont une énergie inférieure à 200keV, ils ne devraient pas préchauffer le coeur de la cible mais augmenter la pression d'ablation en déposant leur énergie au niveau de la surface extérieure de la coquille. Ils pourraient même avoir un autre effet bénéfique en limitant les inhomogénéités du laser dans la couronne de plasma. Il faut donc quantifier ces instabilités et aussi étudier l'effet des électrons suprathermiques sur la compression. Ceci se passe au niveau du point 3 de la figure 1.8. Or, la grande majorité des études sur les électrons chauds a été réalisées dans les conditions de l'allumage rapide, donc pour des énergies électroniques de l'ordre du MeV alors que, dans le cas de l'allumage par choc, ces électrons auraient théoriquement une énergie inférieure à 200keV [42]. Les expériences qui ont été réalisées ne permettent pas de conclure sur le sujet pour plusieurs raisons :

1. La quantité de données expérimentales caractérisant avec précision la population d'électrons chauds générée dans les conditions de l'allumage par choc n'est pas assez grande et ne permet pas de conclure.

2. Les hypothèses utilisées pour estimer la température des électrons et leurs quantités sont fortes. En effet, on utilise des hypothèses de distribution et de températures uniques alors que les électrons chauds sont générés par plusieurs processus physiques (SRS, TPD et absorption résonnante) qui génèrent chacun un flux d'électrons chauds avec une distribution différente et on aurait donc au moins, en toute rigueur, la superposition de plusieurs distributions avec des températures différentes.

Un autre problème doit aussi être pris en compte au vu des installations lasers qui ont été construites et qui sont disponibles au moment de la réalisation de ce travail. Les deux plus grosses installations que sont le NIF et le LMJ ont été construites avec des faisceaux au niveau des pôles, donc pour l'attaque indirecte. Ceci soulève de nombreux problèmes quant à la réalisation de l'allumage par choc qui, en principe, utilise l'attaque directe. Il est possible d'illuminer uniformément le combustible à l'état initial avec une configuration que l'on appelle Polar Direct Drive si on accepte une réduction de l'énergie disponible sur cible. En effet, les faisceaux "dépointés" vont éclairer les régions équatoriales de la cible avec une incidence plus rasante et donc une intensité réduite. Pour assurer l'uniformité d'éclairage, il faut donc réduire l'intensité des faisceaux qui sont restés sur les pôles. Toutefois, il est impossible, avec cette configuration, de maintenir cette illumination durant toute la phase de compression. En effet, cette configuration ne permet pas aux lasers d'être dirigés vers le centre de la sphère et donc, une fois la cible comprimée, certains faisceaux ne la toucheront plus voire se croiseront dans le plasma engendrant des problèmes de croisement de faisceaux. Une des solutions trouvées est le repointage dynamique des faisceaux au cours de la phase de compression ce qu'il est possible de faire au LMJ grâce à l'utilisation de réseaux de focalisation à la place de lentilles (utilisées sur le NIF).

Ensuite, le même problème se pose lors du lancement du *spike*. Néanmoins, à cet instant, l'uniformité d'éclairage peut être moins importante. En effet, la conduction thermique élevée du plasma chaud au moment du *spike* et la contribution des électrons rapides peuvent uniformiser la pression même avec un éclairage non uniforme. Il est cependant possible de limiter ce problème en lançant deux *spike* au niveau des pôles avec une sur-intensité au niveau des pôles au lieu d'un choc fort uniforme et convergent dans la cible. Le but est de faire collisionner ces deux chocs au niveau du centre de la bille afin d'y créer les conditions de création du point chaud et d'allumage. Ce type d'éclairement permettrait de créer un choc non-uniforme avec une vitesse et une pression plus élevées au centre qu'au niveau de l'équateur mais, ceci serait compensé par

le fait que le choc aurait une distance plus élevée à parcourir au centre ; les deux chocs collisionneraient donc en étant plan. On appelle cette solution l'allumage bipolaire [6].

1.3.5.5 Organisation du manuscrit

Plusieurs expériences ont déjà été menées sur chacun de ces problèmes et nous en avons rapellé les résultats. Les expériences présentées dans ce travail concerneront plusieurs des problèmes expérimentaux évoqués précédemment. Ces études ont été réalisées lors de campagnes expérimentales sur plusieurs intallations lasers et nous avons utilisé des diagnostics qui permettent de mesurer des grandeurs physiques telles que la quantité d'électrons chauds, leur température mais aussi la vitesse et la géométrie du front de choc.

Pour accomplir notre démarche d'analyse, il est nécessaire de bien comprendre le fonctionnement des diagnostics que nous avons utilisé. C'est la raison pour laquelle, dans le chapitre 2, nous les présenterons un à un en prenant soin, pour chacun d'entre eux, d'examiner leur fonctionnement, de voir comment ils sont dimensionnés et enfin de détailler le travail d'analyse qui est réalisé. Nous déterminerons ainsi les grandeurs physiques qu'ils permettent d'évaluer et les hypothèses nécessaires à cette tâche. Cet exercice nous a permis de comparer les diagnostics de choc entre eux et de privilégier la radiographie dans le cadre de la fusion par confinement inertiel.

Nous aborderons ensuite les deux grands thèmes que nous avons étudiés dans ce travail de thèse à l'aide des outils que nous avons définis et caractérisés dans le chapitre 2 : tout d'abord, nous présenterons, dans le chapitre 3, les résultats du travail effectué sur le thème de l'interaction laser-plasma et plus spécifiquement sur les électrons chauds correspondant au point 3 de la figure 1.8. L'objectif principal de ce chapitre est de caractériser la population d'électrons chauds générée au cours d'expériences dans les conditions de l'allumage par choc afin de déterminer leur influence sur la génération et la propagation d'un choc fort. Dans ce chapitre, nous présenterons les processus d'interaction laser-plasma dont ceux qui permettent de générer des électrons suprathermiques. Puis nous présenterons les deux campagnes expérimentales que nous avons réalisées sur le laser PALS sur ce thème. Nous analyserons ensuite les résultats de ces campagnes et nous exposerons les résultats obtenus. Enfin, nous discuterons ces résultats et déterminerons les suites à donner à ce travail.

Puis, dans le chapitre 4, nous développerons le thème de l'hydrodynamique et plus particulièrement la génération et la propagation de chocs forts dans le cadre de l'allumage par choc. Plusieurs problématiques ont été étudiées ; la première est la capacité

de générer un choc fort en présence d'un plasma de couronne comme doit le faire le *spike* dans l'allumage par choc au niveau du point 3 de la figure 1.8. La deuxième problématique est l'influence de la structure de la cible sur la géométrie du front de choc et sa force. Cette étude est importante dans le cadre de l'attaque directe réalisée à l'aide de lasers configurés pour l'attaque indirecte, avec les lasers situés au niveau des pôles. Elle est réalisée dans le cadre de l'attaque directe par les pôles (ou *Polar Direct Drive*, PDD) et de l'allumage par les pôles et son objectif est de vérifier que l'usage d'une géométrie sphérique permet, avec une tache focale gaussienne, de générer des chocs plus forts qu'en géométrie plane. Elle tend à démontrer expérimentalement que, l'usage d'une géométrie sphérique avec une tache focale gaussienne permet d'obtenir un front de choc plan en sortie de sphère et que cette géométrie est moins sensible aux erreurs de pointage laser. La troisième problématique étudiée est la collision de choc où l'on a tenté de vérifier expérimentalement les résultats des études théoriques déjà réalisées. Cette thématique est très importante dans le cadre de l'allumage par choc puisqu'elle n'a jamais été étudiée expérimentalement dans les solides et qu'elle permet au choc fort convergent d'être amplifié afin de porter le point chaud dans les conditions de l'allumage ce qui correspond au point 4 de la figure 1.8. Enfin, le dernier thème abordé est le développement de notre outil de prédiction CHIC et de nos outils d'analyse. En effet, grâce aux campagnes expérimentales, nous avons non seulement pu tester notre code hydrodynamique CHIC dans les conditions de l'allumage mais aussi de développer de nouveaux outils de post-process nous permettant de reproduire les diagnostics expérimentaux et de nouveaux outils d'analyse des données expérimentales. Ce travail nous permet de créer une plateforme expérimentale indispensable à la réalisation de campagnes expérimentales sur de grandes installations lasers telles que le LMJ ou le NIF. Au cours de ce chapitre, nous présenterons d'abord la théorie des chocs. Puis, nous exposerons les différentes campagnes expérimentales que nous avons réalisés afin d'étudier ce thème. Ensuite, nous exposerons les résultats expérimentaux et les discuterons au regard des thématiques abordées.

Chapitre 2

Principaux diagnostics utilisés

Sommaire

2.1	Imagerie K_α	40
2.2	Mesure de l'émission propre	51
2.3	VISAR	60
2.4	Radiographie X	73
2.5	Conclusion	80

Afin d'étudier toutes les problématiques présentées précédemment, un certain nombre de campagnes expérimentales sur diverses installations laser de part le monde sont nécessaires. Lors de ces campagnes expérimentales, que nous présenterons par la suite, nous avons utilisé à plusieurs reprises certains diagnostics dont nous avons eu la charge. Ces diagnostics permettent des mesures en rapport direct avec ce travail, bien entendu. Le premier d'entre eux sert à quantifier, en nombre et en énergie, les électrons chauds présents lors de nos tirs expérimentaux : l'imagerie K_α . Ce diagnostic nous permet de caractériser la population d'électrons chauds et donc d'étudier leur influence sur la génération et la propagation de chocs. Ensuite, nous utilisons plusieurs diagnostics de choc : la mesure d'émission propre ou pyrométrie de choc qui permet de mesurer le temps nécessaire au choc pour atteindre la dernière surface transparente et/ou de mesure la vitesse dans un matériau étalon (α -quartz par exemple). Ensuite, nous utilisons aussi le VISAR qui permet, en principe, de mesurer la vitesse d'une surface réfléchissante qui, adapté à nos configurations, mesure la vitesse du front de choc ou la vitesse fluide du choc. Ces deux diagnostics permettent de reconstruire avec précision les conditions expérimentales à l'aide de simulations hydrodynamiques et d'en déduire les pressions mises en jeu. Puis, nous réalisons des radiographies de chocs résolues en espace afin de mesurer la carte des densités du matériau choqué à un instant donné afin d'obtenir la taux de compression du au choc. Enfin, nous nous

servons de la radiographie résolue en temps afin d'estimer la vitesse instantanée du choc. Ce chapitre vise à exposer les diagnostics utilisés lors des différentes campagnes expérimentales. Pour chaque diagnostic, nous présenterons leur utilité puis comment ils sont configurés et installés.

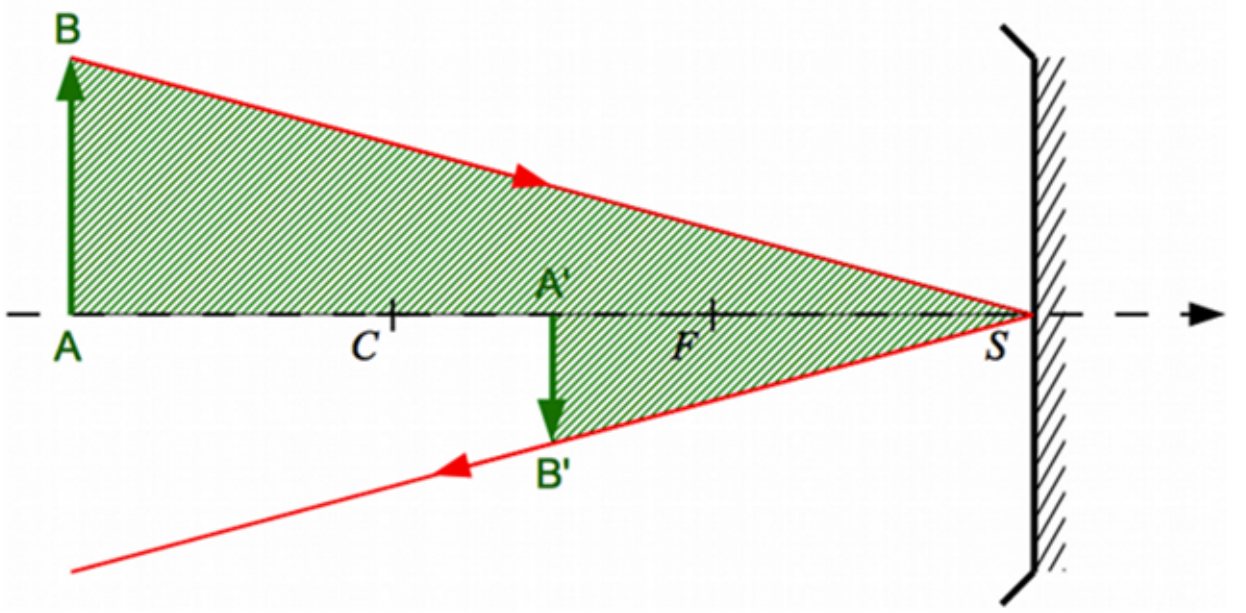


FIGURE 2.1 – Schéma d'un miroir sphérique

2.1 Imagerie K_α

Pour caractériser la population d'électrons chauds dans le plasma, nous utilisons un diagnostic qui mesure l'émission secondaire de la raie K_α du cuivre, du titane ou du chlore en collectant les photons créés par cette transition radiative. Pour cela, nous utilisons un crystal sphérique afin de créer une image de la source K_α sur un film photographique Kodak AA400 via la relation de conjugaison des miroirs sphériques illustrée sur la figure 2.1 :

$$\frac{1}{\overline{CA'}} + \frac{1}{\overline{CA}} = \frac{2}{\overline{CS}} \quad (2.1)$$

dont on déduit aussi le grandissement :

$$\gamma = \frac{\overline{CA'}}{\overline{CA}} \quad (2.2)$$

avec C le centre du miroir, A la position de l'objet sur l'axe optique, A' la position de l'image sur l'axe optique et S le sommet du miroir (on aura donc $SC=R$ avec R le rayon du miroir)

2.1.1 Emission raie spectrale K_α

Lorsqu'un électron chaud entre en collision avec un ion, son énergie peut être suffisante pour exciter un de ses électrons ou en libérer un autre, même dans les couches énergétiques plus internes (couche K). Dans ce cas, un espace reste vacant dans les premières couches électroniques de l'ion. Spontanément, les électrons des couches supérieures vont se relaxer afin de remplir cette lacune dégageant ainsi une énergie de transition pouvant, soit être transmise à un autre électron, on parle d'électron Auger, soit permettre la création d'un photon d'énergie correspondante, on parle alors de transition radiative. C'est ce phénomène qui nous intéresse et que nous allons détecter et mesurer. Il existe un multitude de transitions possibles pour un même atome et chacune possède un nom différent qui dépend de la couche de la lacune et de la couche d'origine de l'électron qui vient le remplir. Lorsque la lacune se situe au niveau de la couche 1s, cette transition s'appelle transition K. Dans le cas où la transition se fait depuis la deuxième couche électronique, la transition s'appellera K_α alors que pour la troisième couche, elle est nommée K_β (voir figure 2.2).

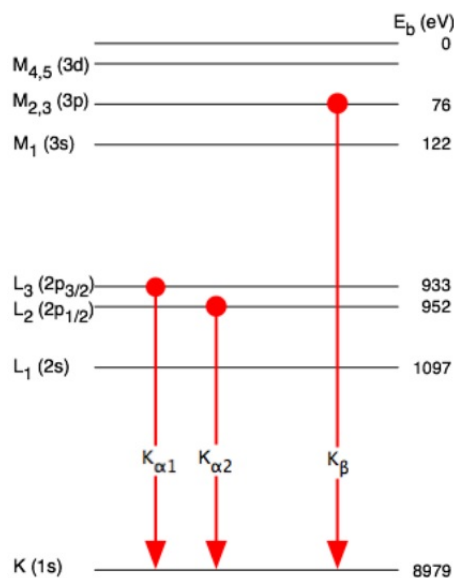


FIGURE 2.2 – Couches électroniques impliquées dans les transitions de couche K pour le cuivre.

2.1.2 Alignement expérimental du cristal

Lorsqu'un rayonnement arrive sur un crystal et que sa longueur d'onde est comparable avec la distance interatomique de ce crystal, la lumière est diffractée par les plans cristallins à différentes profondeurs. Cette accumulation de diffractions produit une réflexion et permet de considérer le crystal comme un miroir sphérique. Pour une longueur d'onde donnée, seule la lumière arrivant avec un angle donné peut interférer

	Cu (cristal 211)	Ti (cristal 2023)
$d(\text{\AA})$	1,5414	1,37425
Ordre	2	1
$E(\text{eV})$	8047,78	4510,8991
$\lambda(\text{\AA})$	1,5406	2,7485
$\theta_B(^{\circ})$	88,1539	88,9610
Distance Cible/Crystal(mm)	299,9	299,9
Distance Cristal/Film(mm)	518,8	518,8
Distance Film/Cible(mm)	219,6	219,37

TABLE 2.1 – Données de configuration des cristaux imageurs 2D en quartz

grâce aux réflexions. La loi donnant l'angle de réflexion en fonction de la longueur d'onde et la distance entre les plans cristallins est la loi de Bragg :

$$n\lambda = 2d\sin\theta_B \quad (2.3)$$

avec d la distance entre deux plans cristallins, λ la longueur d'onde de la radiation incidente, n l'ordre de réflexion et θ_B l'angle de Bragg. Dans notre cas, nous avons utilisé deux traceurs : un de cuivre et un de titane. Les données sont résumées dans le tableau 2.1.

Afin d'avoir un fonctionnement correct du crystal, il doit être installé comme sur la figure 2.3. Cette installation se fait en deux temps. Tout d'abord, on positionne le cristal pour que la radiation provenant de la source soit réfléchi dans la direction de la source (incidence normale à la surface du cristal). Puis, on tourne le crystal d'un angle $\alpha/2$. De cette manière, les photons provenant de la source K_α vont être réfléchis avec un angle égal à celui de Bragg. L'angle d'ouverture vaudra deux fois celui de rotation du cristal soit :

$$\alpha_{\text{cuivre}} = 2 \times (90 - \theta_B) = 3,69^{\circ} \quad (2.4)$$

pour le cuivre et,

$$\alpha_{\text{titane}} = 2 \times (90 - \theta_B) = 2,08^{\circ} \quad (2.5)$$

pour le titane. Cette configuration est illustrée sur la figure 2.3.

Une fois l'alignement effectué en suivant la relation de conjugaison (équation 2.1) des miroirs sphériques, il est possible d'en déduire le grandissement via l'équation 2.2. On obtient alors :

$$\gamma_{\text{cuivre}} = \frac{\text{Distance Cristal/Film}}{\text{Distance Cible/Cristal}} = \frac{518,8}{299,9} = 1,73 \quad (2.6)$$

$$\gamma_{\text{titane}} = 1,73 \quad (2.7)$$

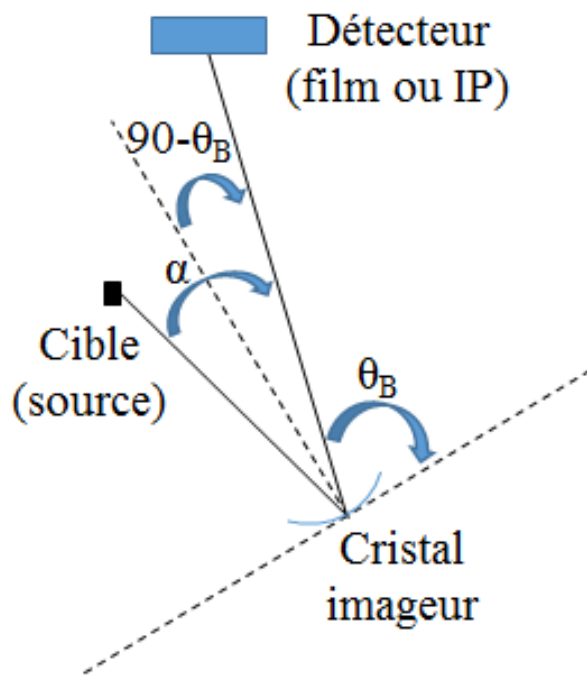


FIGURE 2.3 – Schéma de la configuration expérimentale d'un cristal imageur

Acceptance angulaire Une fois le cristal fixé, il faut tenir compte de l'extension géométrique du cristal pouvant permettre la réflexion d'autres longueurs d'onde (voir figure 2.4) ainsi que le caractère non-discret de l'émission K_α ainsi que sa proximité avec d'autres raies spectrales.

Par exemple, pour le cuivre, il faut tenir compte de l'étendue spectrale de la $K_{\alpha 1}$ qui est d'environ 2,285eV de largeur à mi-hauteur à froid [44] représentant une largeur spectrale de 0,44mÅ. Il faut aussi prendre en compte la proximité de cette raie avec d'autres raies spectrales comme la $K_{\alpha 2}$ qui se situe à 8027,83eV[44] soit une longueur d'onde de 1,5444Å avec une largeur spectrale de 3,34eV soit 0,64mÅ. En principe, les deux raies peuvent être utilisées car elles sont produites toutes les deux par les électrons rapides. Il est néanmoins important de garder un spectre observé fixe tout au long de la campagne expérimentale. Ces considérations permettent d'estimer la marge de manoeuvre que l'on se donne.

L'objectif est d'obtenir une position centrale pour regarder la bonne longueur d'onde grâce au centre du cristal (déjà fait dans la partie précédente) et ajuster la dimension du cristal afin de réfléchir la gamme spectrale suffisante pour couvrir un maximum de la radiation. Par conséquent, il est nécessaire que les bords du cristal reflètent des énergies restant dans la gamme spectrale de la $K_{\alpha 1}$. Cette gamme spectrale peut être déterminée à l'aide du rayon de courbure du cristal, sa dimension et

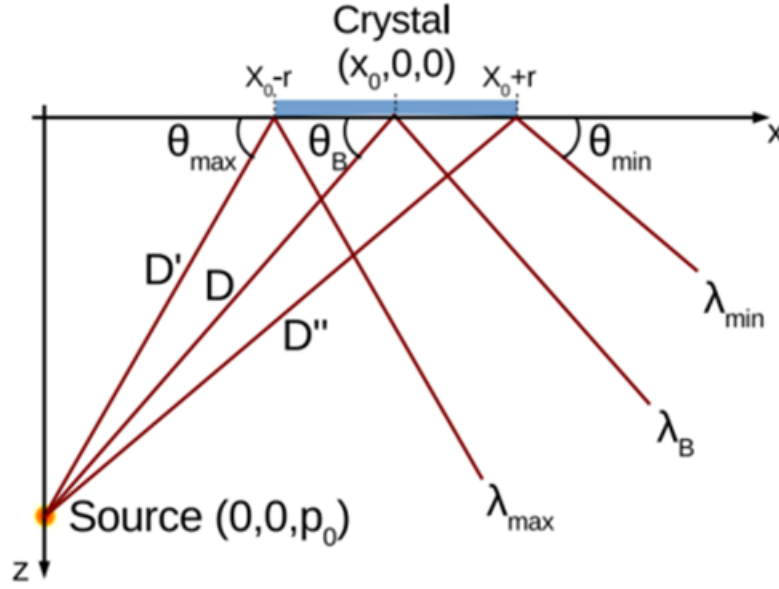


FIGURE 2.4 – L'acceptance angulaire du cristal est déterminée par son alignement. En considérant que la radiation issue de la source touche le cristal en son centre à l'angle de Bragg, la position de la source détermine les angles minimum et maximum d'incidence de la radiation sur les parties extérieures du cristal. Illustration issue de [43].

	$K_{\alpha 1}$	$K_{\alpha 2}$
$E(\text{eV})$	8047,78	8027,83
$\lambda(\text{\AA})$	1,5406	1,5444
$\Delta E_{\text{mi-hauteur}}(\text{eV})$	2,29	3,34
$\Delta \lambda_{\text{mi-hauteur}}(\text{m\AA})$	0,44	0,64

TABLE 2.2 – Données K_{α} du cuivre

sa distance à la source.

Dans notre cas, nous détectons des radiations allant de 1,54019 à 1,54093Å ce qui représente des angles de 87,7296° à 88,5811° soit une acceptance spectrale de 0,74mÅ correspondant à 3,9eV. Nous couvrons donc, avec notre configuration, 1,68 fois la mi-hauteur de la composante $K_{\alpha 1}$ du cuivre sans pour autant capter l'émission $K_{\alpha 2}$. On a donc bien :

$$\Delta \lambda_{\text{collecté}} < \Delta \lambda_{\text{raie}} \quad (2.8)$$

2.1.3 Analyse des images expérimentales

Après chaque tir, les films sont développés. Les images obtenues sont scannées, converties en échelle de gris puis en densité optique et enfin en nombre de photons.

Ainsi, on obtient le flux total de photons provenant du cristal ainsi que la taille de la source K_α . Pour chacune des images, il est nécessaire de calculer la quantité de photon K_α que le film a reçu. Il faut donc évaluer les niveaux de gris du signal K_α (cf. Figure 2.5) et transformer ces niveaux de gris en nombre de photons K_α .

2.1.3.1 Conversion du signal sur l'image en nombre de photons sur l'image

Pour obtenir le nombre de photons que le film Kodak AA400 a reçu à partir des images numérisées, il faut prendre en compte la sensibilité du film et que le scanner soit calibré.

Pour passer d'une échelle de gris y à des densité optiques y' , on doit, pour chaque valeur y du pixel, appliquer les formule :

$$y' = -0,66369 \times \ln [0,00272545 \times y - 3,05908] + 3,45996 \quad (2.9)$$

et pour passer de densité optique y' au nombre de photons y'' , on applique la formule :

$$y'' = 0,03228 + 1,09072 \times y' + 0,34771 \times y'^2 - 0,03272 \times y'^3 \quad (2.10)$$

Ces équations sont le fruit d'un travail (calibration du scanner et mesure de la sensibilité des films) qui a été fait en amont par nos collaborateurs O. Renner et M. Smid. Ces deux formules sont des interpolations de ces résultats.

Une fois que ces paramètres ont été pris en compte, il faut traiter le bruit de fond que l'on considère comme constant. Ce bruit est dû au rayonnement de freinage (bremsstrahlung) et aux transitions *bound-bound*. On représente ce bruit à l'aide d'une régression linéaire que l'on soustrait au signal. Dans notre cas, le seuil de bruit était de 10^{-5} . Comme les électrons chauds sont générés grâce à l'interaction d'un laser dont le profil spatial est gaussien avec une couronne plasma, nous supposons notre profil spatial de pic K_α gaussien aussi. La distortion de l'image dans la direction verticale provient de l'angle d'observation du cristal par rapport à la normale de la cible. Le signal obtenu possède une forme elliptique. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi de travailler sur le profil horizontal de notre signal. On calcule ensuite le nombre total de photons en intégrant le profil sur le volume situé sous cette gaussienne lorsqu'elle effectue une rotation autour de son axe central. Cette méthode possède l'avantage d'être très efficace et beaucoup plus rapide que de compter le nombre de photons pixel par pixel.

2.1.3.2 Calcul du nombre de photon détectés.

Une fois que l'on a obtenu le nombre de photons sur l'image, il faut prendre en compte les filtres utilisés pour ces tirs. Tout d'abord, une couche de $10\mu\text{m}$ de mylar

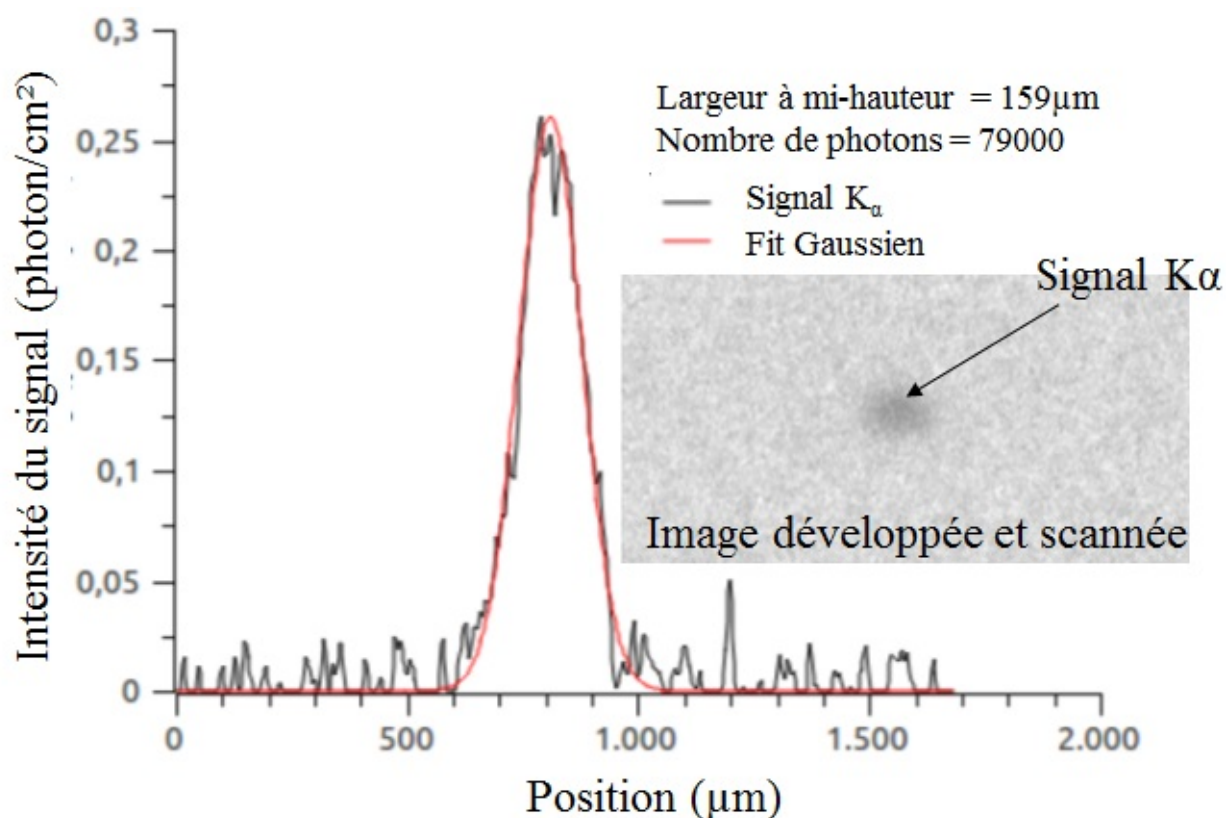


FIGURE 2.5 – Exemple de signal K_{α} avec son profil le long d'une droite qui coupe le signal selon sa dimension la plus grande (sans distorsion), le fit gaussien associé et le nombre de photons qui en découle.

qui sert de protection au cristal et qui compte double puisque le signal le traverse deux fois : une fois avant la réflexion et une fois après. Sur le détecteur et pour protéger le film et ne pas saturer le signal sur le film, on utilise 20μm de mylar ainsi que 60μm d'aluminium. Tout ceci donne une transmission d'environ 0,114.

En plus des filtres, il faut tenir compte de la configuration expérimentale. En effet, les photons émis par les couches de traceur doivent, afin d'atteindre le cristal, traverser les matériaux qui sont situés entre la source et le cristal d'autant que le cristal se situe à un angle 47,5° par rapport à la normale de la cible. Dans le cas de la cible de la figure 3.5(a), le signal provenant du cuivre doit traverser une épaisseur de plastique. Dans le cas de la cible de la figure 3.5(b), le signal provenant du titane doit traverser une épaisseur de plastique et celui du cuivre doit traverser une épaisseur de titane et une de plastique. Dans ce dernier cas, par exemple, le signal doit traverser environ 37μm de plastique et 14,8μm de titane soit une transmission de 0,87 à prendre en compte.

2.1.3.3 Calcul du nombre de photons émis.

Le nombre de photons reçus par le film en prenant en compte les filtres est très différent du nombre de photons total émis pour deux raisons :

- le cristal ne capte qu'une petite partie de l'émission qui est uniforme sur tout l'angle solide. Cet angle solide dépend des dimensions du cristal, de sa position et son orientation dans la chambre expérimentale
- le cristal possède une réflectivité différente de l'unité qui est mesurée pour chaque cristal lors d'expériences dédiées [43].
- l'émission K_α doit traverser une épaisseur de plastique avant d'arriver sur le cristal.

Il faut donc tenir compte de ces deux effets. Le résultat de la prise en compte de ces effets donne que, pour un photon émis, le cristal reflète $1,6 \times 10^{-6}$ photons pour le cuivre et $6,87 \times 10^{-6}$ photons pour le titane.

2.1.3.4 Calcul de la dimension de signal

Afin de connaître la dimension du signal de photons K_α mesuré, il faut tenir compte du grandissement optique du système de mesure. Ce grandissement, que l'on note γ , est le même dans les deux directions de l'espace. Néanmoins, comme on peut le voir sur la Figure 2.5, le signal est elliptique alors qu'il devrait être circulaire du fait de l'orientation latérale du film. Pour obtenir la dimension du signal, il faut considérer la direction ne subissant pas cette distorsion (soit la direction horizontale sur la figure 2.5).

Pour prendre en compte le grandissement du système optique, considérons une image scannée constituée de vecteurs lignes (dans la direction horizontale de la figure 2.5) où l'on notera x_i la distance en pixel. Pour passer du nombre de pixel à une distance en micron (notée x'_i), il faut tenir compte du grandissement du système optique γ et de la dimension d'un pixel ($5,29\mu\text{m}$ dans notre cas) via la formule :

$$x'_i(\mu\text{m}) = \frac{5,29 \times x_i(\text{px})}{\gamma} \quad (2.11)$$

La dimension du signal permet d'avoir une estimation de la taille de la source K_α afin de la comparer avec la dimension de la tache focale.

2.1.4 Interprétation des résultats expérimentaux

2.1.4.1 Analyse directe des résultats

Une première technique afin de pouvoir obtenir une caractérisation de la population d'électrons chauds consiste à fitter le flux de photon en fonction de l'épaisseur de plastique ablateur avec une exponentielle décroissante du type :

$$N(x) = a + b \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (2.12)$$

avec N le nombre de photons, x l'épaisseur de plastique et L la longueur caractéristique, dépendant de l'énergie moyenne des électrons, a et b sont des paramètres libres. a représente le bruit présent sur le film.

Lorsque ce fit est réalisé, il suffit de comparer le L obtenu avec les données de la base de données ESTAR [45] afin d'en déduire l'énergie moyenne des électrons et ensuite le taux de conversion de l'énergie laser en électrons chauds. L représente la longueur d'atténuation mesuré par K_α et on fait l'hypothèse qu'elle correspond aussi à la longueur d'atténuation du faisceau d'électron. Donc, pour chaque expérience, nous avons réalisé des tirs à énergie constante avec plusieurs épaisseurs de plastique (x dans l'équation 2.12) afin de calculer le nombre de photons (N dans l'équation 2.12) puis, nous avons cherché la valeur de L pour laquelle le fit exponentiel minimisait l'écart quadratique aux mesures expérimentales. Les résultats sont exposés dans le chapitre 3. Cette méthode analytique est relativement simplifiée dans la mesure où elle ne prend pas en compte les collisions entre les électrons ni leurs possibles réflexions. Par ailleurs, elle est 1D donc elle considère que les électrons se propagent en lignes droites, sans distribution angulaire. De plus, cette méthode considère des électrons ayant une énergie et émis d'une source unique. Or, en réalité, les électrons chauds sont produits par plusieurs phénomènes (instabilités paramétriques, présentées dans le chapitre 3) produisant des populations électroniques différentes tant en terme de distribution énergétique (énergie moyenne et type de distribution) que de localisation. Ce modèle est donc très approximatif mais il permet d'obtenir très rapidement un ordre de grandeur de la température des électrons chauds en n'ayant besoin que de tirs avec plusieurs épaisseurs. Même si cette méthode n'a été utilisée que sommairement au début de ce travail de thèse et que ces résultats n'ont pas été prise en compte pour nos conclusion, ils étaient intéressants dans une première approche dans la mesure où, dans notre cas, la mesure des spectres optiques de l'émission plasma liée aux d'instabilités paramétriques nous montrait qu'un mécanisme de production d'électron chaud dominait (Diffusion Raman Stimulée, voir chapitre 3), comme le suppose le

modèle. Néanmoins, au vu des tropes grandes approximations de cette méthode, nous avons utilisé un autre modèle plus raffiné : un code Monte-Carlo.

2.1.4.2 Reproduction des résultats via un code Monte-Carlo

La diffusion des électrons dans la cible fait qu'il est difficile d'en faire une description analytique simple. Pour interpréter les résultats expérimentaux, nous nous sommes servis d'un code de transport électron-photon de type Monte-Carlo. Nous avons utilisé GEANT4+PENELOPE [46, 47] afin de simuler la propagation des électrons chauds et l'émission de radiation K_α dans la cible.

Les sections efficaces de ionisation de couches K sont fournies par le code PENELOPE qui reproduit plutôt bien les données expérimentales [48, 49]. Le code Monte-Carlo suppose que la propagation des électrons chauds se fait dans des matériaux froids et GEANT4 ne prend en compte que les effets collisionnels. Donc, les effets collectifs tels que les champs magnétiques auto-générés ainsi que les champs électrostatiques sont complètement négligés. Pour nos simulations, nous supposons que les électrons sont émis de manière isotrope. En effet, pour les énergies considérées, à la différence des faisceaux d'électrons de l'ordre du MeV qui sont étudiés dans le cas de l'allumage rapide, on peut considérer que, même s'ils sont émis de façon directionnelle, ils deviennent tout de suite isotropes à cause de leur collisionnalité élevée. Il faut aussi assumer une forme de fonction de distribution électronique et nous avons supposé une distribution énergétique purement exponentielle de la forme :

$$N(E) = N_0 \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) \quad (2.13)$$

avec E_0 l'énergie moyenne (température) des électrons chauds.

Des simulations ont été réalisées par G. Boutoux avec plusieurs énergies moyennes comprises entre 20 à 200keV afin de balayer une gamme suffisante incluant à coup sûr nos conditions expérimentales. Les résultats de ces simulations étaient ensuite comparés aux résultats expérimentaux afin de déterminer la température électronique moyenne reproduisant au mieux les résultats expérimentaux. Pour ces simulations, nous avons supposé une source d'électrons une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 100 μ m soit un profil similaire au profil spatial de la tache focale. Pour chaque simulation, 10^7 électrons sont lancés permettant de négliger les incertitudes statistiques. Le résultat de ces simulations fournissait la quantité de photons K_α du titane et du cuivre produits dans la cible normalisé à 1J d'électrons chauds source. Il est aussi possible d'obtenir le nombre de photons K_α émis par stéradian depuis la cible dans la direction du détecteur permettant ainsi d'en déduire la transmission dans la cible.

L'analyse des données a été réalisée de plusieurs manières avec le code Monte-Carlo. Tout d'abord, une série de simulations a été réalisée avec différentes épaisseurs de plastique afin de retrouver les résultats obtenus dans la partie précédente. Ce type d'analyse a été réalisé lorsque nous avons un seul traceur. Cette analyse est limitée par le fait que le signal K_α dépend à la fois de l'énergie moyenne des électrons mais aussi de leur nombre absolu et les deux paramètres sont susceptibles de varier d'un tir à l'autre. Donc, afin de réaliser une analyse plus fine, nous avons aussi réalisé des expériences avec deux traceurs de différentes énergies : le Cu et le Ti. Avec deux traceurs, le rapport des signaux K_α dépend de l'énergie moyenne mais non plus du nombre absolu des électrons chauds générés. Nous avons donc étudié le rapport entre le nombre de photons dûs à la K_α du Ti et ceux dûs à la K_α du Cu qui, lui, est très sensible à l'énergie moyenne des électrons chauds quelle que soit l'épaisseur de plastique. Les résultats de cette étude sont présentés dans le chapitre 3.

2.1.4.3 Discussion des méthodes

Comme déjà annoncé, l'utilisation des tables ESTAR n'est pas pertinente pour nos mesures car elle considère un faisceau d'électrons mono-énergétique se propageant dans une direction, sans distribution angulaire. Elle donne juste une distance moyenne de pénétration des électrons dans la cible. La méthode utilisant le code Monte Carlo GEANT4 couplé aux bibliothèques PENELOPE, elle, est beaucoup plus adaptée dans la mesure où les énergies électroniques considérées sont largement inférieures à 1 MeV (domaine de validité des bibliothèques), qu'elle inclut le transport des électrons et des photons et que la propagation des électrons chauds se fait en grande partie dans la cible froide (partie non choquée).

L'utilisation d'un code est indispensable à l'interprétation des données expérimentales afin d'obtenir des grandeurs physiques exploitables. En effet, à l'heure actuelle, c'est le seul moyen de remonter à la température des électrons chauds qui ont produit les photons K_α générés dans le(s) traceur(s). En pratique, lors d'une expérience, nous mesurons une fraction du flux de photons K_α généré dans le ou les traceurs. Grâce à la connaissance de la configuration géométrique de l'expérience (angle solide, épaisseur et matériaux de la cible), il nous est possible de remonter à la quantité totale de photons K_α émise par le traceur. Si l'on voulait connaître les caractéristiques du faisceau d'électrons chauds arrivant sur le traceur, il faudrait alors déconvoluer cette grandeur avec la section efficace de ionisation de couche K qui dépend elle-même de l'énergie du faisceau d'électron. Il nous serait alors impossible de conclure sur un résultat puisque l'on obtiendrait une multitude de faisceaux électroniques possibles en

terme d'énergie et de flux. Afin de pouvoir conclure, nous utilisons une méthode qui consiste à faire des hypothèses réalistes sur la source électronique et sa distribution et de déterminer le couple (température électronique, flux électronique) qui permet de reproduire au mieux le nombre de photons K_α mesuré.

Cependant, cette méthode, dans les conditions où nous l'avons utilisée comporte un certain nombre d'approximations. Tout d'abord, comme annoncé dans la partie précédente, elle ne tient pas en compte des champs électriques et magnétiques auto-générés. Une hypothèse beaucoup plus limitante est le fait que cette méthode suppose une seule source d'électrons possédant donc une distribution exponentielle. Or, les électrons chauds produits dans nos expériences sont le résultats de plusieurs phénomènes/instabilités paramétriques : absorption résonnante, diffusion Raman stimulée et dégénération deux plasmons que nous expliciterons dans le chapitre 3. Or, chacune de ces instabilités produit un faisceau d'électrons en un lieu différent (l'absorption résonnante au niveau de la densité critique alors que les deux autres pour des densités inférieures ou égales au quart de la densité critique) et avec un flux et une température différents. Donc, cette méthode suppose de manière implicite que le flux d'électrons chauds provient majoritairement d'une source.

Nous verrons dans le chapitre 3 que nous avons développé un outil numérique permettant de quantifier la contribution des différentes instabilités dans la génération d'électrons chauds et de vérifier cette hypothèse.

2.2 Mesure de l'émission propre

Afin de caractériser les ondes de chocs générées dans nos cibles, il faut mesurer la vitesse de ces chocs afin de pouvoir déduire la pression de ces chocs et remonter à la pression d'ablation grâce aux simulations hydrodynamiques. Pour accéder à cette grandeur, nous mesurons l'évolution temporelle de l'émission propre du matériau choqué grâce à une caméra à balayage de fente. Cette émission propre est émise quand le choc traverse un milieu transparent ou lorsqu'il arrive en face arrière d'une cible et débouche dans le vide. Dans tous les cas, ce diagnostic permet de mesurer le temps que met le choc à se propager dans la cible jusqu'à la face arrière du dernier matériau non-transparent. Il permet aussi de mesurer la température du plasma derrière le choc ainsi que la vitesse instantanée du choc lorsque le matériau est bien connu et que la caméra à balayage de fente est calibrée en absolu. Notons que, pour ce diagnostic, la vitesse instantanée ne peut s'obtenir que dans le cas où l'on a une cible transparente bien connue comme l' α -quartz. Ce sera le cas lors de la campagne expérimentale réalisée sur la LIL.

2.2.1 Estimation du nombre de ps/px et $\mu\text{m}/\text{px}$

Comme la mesure d'émission propre sert à estimer une vitesse, il est indispensable de calibrer l'outil de mesure en temps et en espace. La calibration en espace est relativement simple : il suffit d'obtenir un image d'une cible de mesure connue comme une mire ou une règle. La calibration en temps peut se faire de plusieurs manières différentes. La première est électronique en utilisant des *stanford box* et la deuxième est optique à l'aide du *fiducial*. Ces calibrations sont présentées en annexe B et les résultats de celles que nous avons réalisées sont rappelés dans les tables 2.3 et 2.4.

	VISAR 1	VISAR 2	SOP
10ns	10,3806ps/px	13,5584ps/px	11ps/px
20ns	20,2020ps/px	6,908ps/px	20,7ps/px
Espace	1,06 $\mu\text{m}/\text{px}$	1,033 $\mu\text{m}/\text{px}$	1,38 et 0,47 $\mu\text{m}/\text{px}$

TABLE 2.3 – Données de calibrations spatiale et temporelle obtenues sur les caméra à balayage de fente utilisées lors de la campagne LULI.

	SOP
10ns	21,0342ps/px
5ns	11,0838ps/px
Espace	1,26 $\mu\text{m}/\text{px}$

TABLE 2.4 – Données de calibrations spatiale et temporelle obtenues sur la caméra à balayage de fente utilisée lors de la campagne PALS.

2.2.2 Émission propre pour le quartz : matériau étalon

2.2.2.1 Émission propre d'un choc

Lorsqu'un choc débouche ou se propage dans un milieu transparent, la température augmente localement et entraîne l'émission de lumière dont la longueur d'onde dépendra de la température. Afin de pouvoir évaluer sa température, il faut donc capter cette lumière pour mesurer sa luminance et modéliser notre zone d'émission par un corps noir ou gris.

En effet, d'après la loi de Kirchoff, tout corps porté à une température T émet de la lumière. Sa luminance, qui est l'intensité lumineuse d'une surface élémentaire de ce corps, est une fonction de sa température ainsi que de sa longueur d'onde émise via la loi de Planck :

$$L(\lambda; T) = \epsilon(\lambda; T) \frac{\frac{2hc^2}{\lambda^5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} = \epsilon(\lambda; T) f_p \quad (2.14)$$

où $\epsilon(\lambda; T)$ est l'émissivité du choc à la température T et la longueur d'onde λ , h est la constante de Planck qui vaut $6,626 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$ ou $4,134 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$ et k_B la constante de Boltzmann qui vaut $1,381 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ou $8,617 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$ et c la vitesse de la lumière. Dans le cas d'un corps noir, nous avons alors $\epsilon(\lambda; T) = 1$ quelles que soient la longueur d'onde et la température. Dans le cas d'un corps gris, $\epsilon(\lambda; T)$ est une fonction comprise entre 0 et 1.

À partir de là, plusieurs cas sont possibles : soit on ne peut pas mesurer l'émissivité et alors on se place dans l'hypothèse d'un corps noir avec toutes les erreurs que cela implique sur la mesure, soit on peut la mesurer et on se place alors dans le cas d'un corps gris. Dans ce dernier cas, on mesurera la réflectivité du choc R et on en déduira l'émissivité. En effet, la loi de Kirchoff donne :

$$f_p = \frac{\epsilon}{A} \quad (2.15)$$

or

$$A = (1 - R) \quad (2.16)$$

donc

$$\epsilon = (1 - R)f_p \quad (2.17)$$

avec A l'absorption et f_p la fonction de Planck. Pour effectuer cette mesure, il faut d'une part, une caméra à balayage de fente ainsi qu'un spectromètre pour la calibration afin de mesurer l'intensité émise et d'autre part, un VISAR afin de mesurer la réflectivité.

2.2.2.2 Mesure de la température

La mesure de la température spectrale (i.e. température qu'un corps noir aurait s'il délivrait la même lumineuse dans la gamme spectrale étudiée) pourrait être simple si on n'était pas limité par les outils de mesure. En effet, il suffirait de mesurer la luminance sur l'ensemble du spectre et la comparer aux courbes théoriques pour la retrouver. Néanmoins, il n'existe pas d'outils de mesure de la sorte, il faut donc trouver d'autres techniques. En effet, on peut remonter à la température si on mesure la lumière émise pour une longueur d'onde où sur une gamme spectrale donnée grâce à trois méthodes :

1. mesurer l'émission lumineuse sur une gamme spectrale et trouver la température spectrale pour laquelle la loi de Planck reproduit le mieux les résultats expérimentaux.
2. mesurer l'émission lumineuse à deux longueurs d'ondes différentes et en évaluer le rapport. Ce rapport expérimental est ensuite comparé à son évolution théorique en fonction de la température. On en déduit ainsi la température de couleur.
3. mesurer l'émission sur une seule et unique longueur d'onde et en déduire la température de brillance. Cette température se trouve directement mais elle nécessite un travail en amont : la calibration du système de mesure afin de pouvoir relier l'émission reçue à la température du corps.

Quelle que soit la méthode utilisée, il faut utiliser une caméra à balayage de fente et il est nécessaire de convertir le nombre de coups sur la caméra en intensité lumineuse. Le nombre de coups N dépend de la température avec la relation :

$$N(\theta) = \frac{S\Omega\Delta t}{k(\lambda_0)} \int_{\lambda} L(\lambda; \theta) \cdot H(\lambda) \frac{R(\lambda)}{r(\lambda_0)} d\lambda \quad (2.18)$$

avec S la surface émettrice, Ω l'angle solide, Δt le temps d'exposition, $k(\lambda_0)$ une constante de calibration propre au système, $H(\lambda)$ la fonction de transfert du système optique, $r(\lambda)$ la réponse spectrale de la photocathode et enfin $L(\lambda; \theta)$ issu de l'équation 2.14. Afin de résoudre toutes les incertitudes, on peut utiliser un matériau de référence comme l' α -quartz dans un régime où celui-ci métallise *i.e.* pour des pressions relativement élevées (supérieures à 2Mbar). C'est ce que nous ferons dans nos expériences afin de ne pas devoir calibrer en absolu la caméra à balayage de fente. Ce travail a été réalisé en amont du travail de cette thèse et a permis d'obtenir la courbe de calibration de la figure 2.6 reliant l'intensité du signal reçu par la caméra à balayage de fente (nombre de coups/(1-R)) à la température, R étant la réflectivité. Cette courbe d'étalonnage regroupe tous les tirs de calibration réalisés et tirs expérimentaux avec de l' α -quartz. Cet étalonnage est décrit en détail dans les références [50] et surtout [51]. Cet outil de mesure est utilisé lors de l'expérience LIL qui sera présentée dans le chapitre 4.

2.2.2.3 Mesure de la vitesse du choc

Un certain nombre d'études ont été réalisées afin d'étudier la réponse de l' α -quartz en température et émission propre lors du passage d'un choc. Afin de déduire directement la vitesse instantanée du choc de la mesure SOP, plusieurs étapes de traitement sont nécessaires ainsi que la mesure de la réflectivité R à l'aide du VISAR

(cf. section suivante). Notons que le VISAR permet aussi de mesurer la vitesse du choc ce qui permet donc d'obtenir deux mesures de la même grandeur. Tout d'abord, il est nécessaire de calculer la température spectrale du choc à l'aide du nombre de coup sur la caméra à balayage de fente et de la réflectivité en utilisant la courbe de calibration comme celle de la LIL présentée sur la figure 2.6.

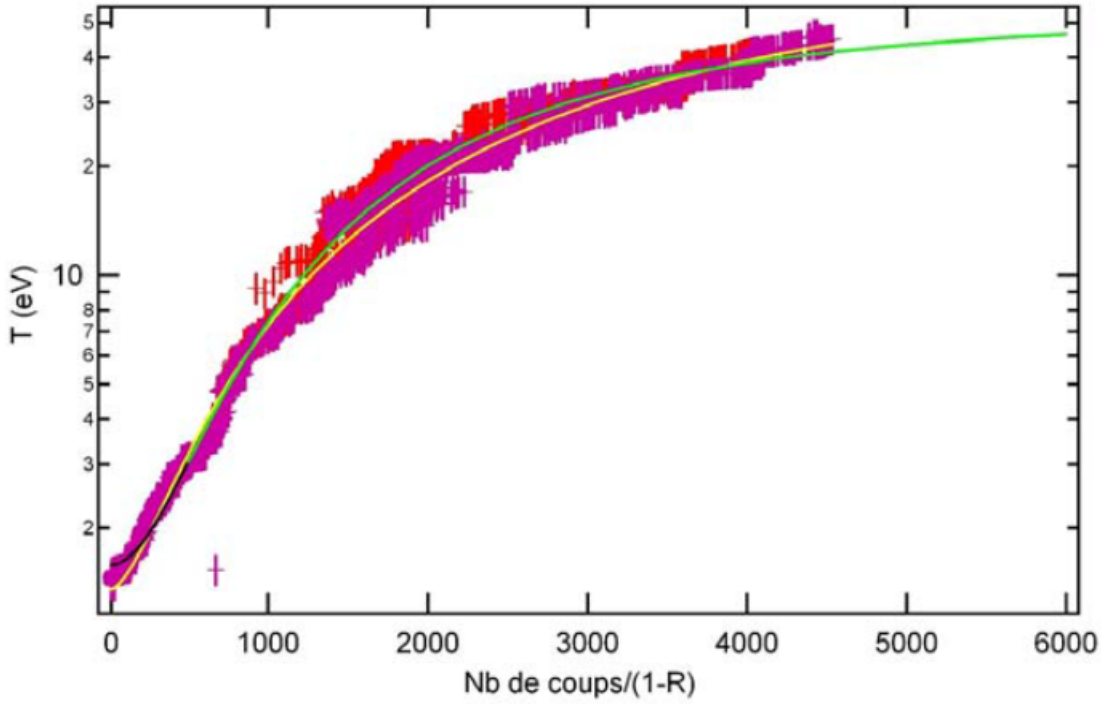


FIGURE 2.6 – Courbe de calibration de la caméra à balayage de fente de la LIL donnant la température spectrale du choc en fonction du nombre de coup de la caméra et de la réflectivité du choc.

Grâce à la température, on en déduit la vitesse du choc en utilisant les tables SESAME qui permettent, entre autre, de relier la température de brillance du choc et la vitesse du choc dans plusieurs régimes de vitesse. Ainsi, pour des vitesses comprises entre 10,2 et 24km/s [52] donne, si on métallise le quartz :

$$T(K) = 1421,9 + 4,3185 \times U_S^{2,9768} \quad (2.19)$$

que l'on extrapole souvent pour des vitesses supérieures. Par la suite, d'autres mesures ont été réalisées au LLE pour des pressions allant de 1 à 40Mbar (sachant que l' α -quartz métallise vers 1-1,5Mbar) avec, aussi, une calibration en absolue. Ces mesures, dont les résultats sont présentés dans [53], sont en accord pour des vitesses inférieures à 24km/s. Néanmoins, pour des vitesses supérieures, la température suit plutôt une

loi linéaire de la forme :

$$T(K) = -54567 + 4384,6 \times U_S \quad (2.20)$$

Il est ensuite possible de remonter aux vitesses fluides grâce aux relations $U_S - U_p$ données dans [54] (figure 2.7) ou [55] (figure 2.8) puis à aux pressions via l'équation d'état du matériau.

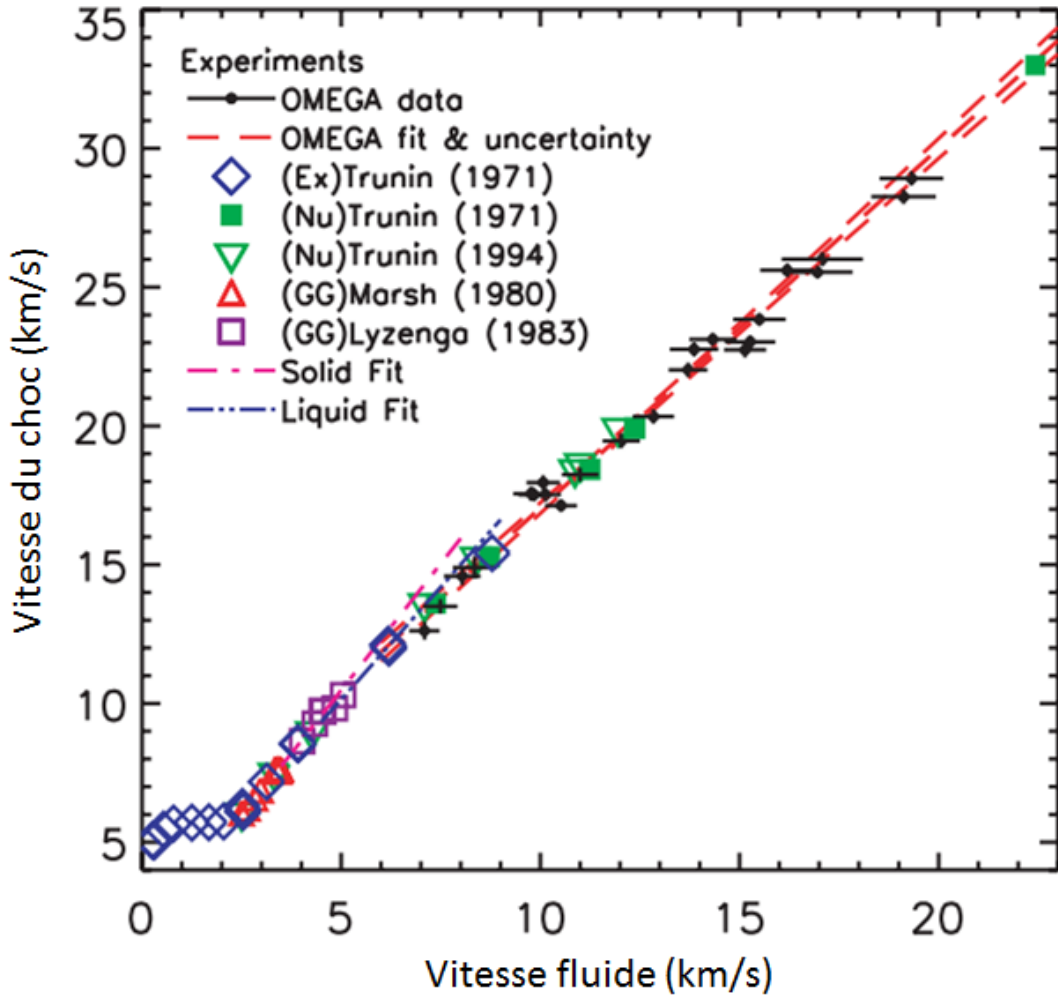


FIGURE 2.7 – Mesure des points de la courbe d'Hugoniot dans le plan U_s-U_p d'après [54]. La ligne pointillée rouge donne le meilleur fit obtenu à partir des points expérimentaux. Les données issues d'expérience passée sont aussi représentées comme celles de Trunin [56, 57] issues d'expérience réalisée à l'aide d'explosifs (Ex) ou d'explosions nucléaires (Nu). D'autres données issues d'expériences réalisées à l'aide de canons à gaz (GG) proviennent de [58] et [59]. Les fits linéaires établis par [58] sont aussi présentés dans la phase solide (trait pointillé rose) et la phase liquide (trait pointillé bleu foncé) juste après la fusion.

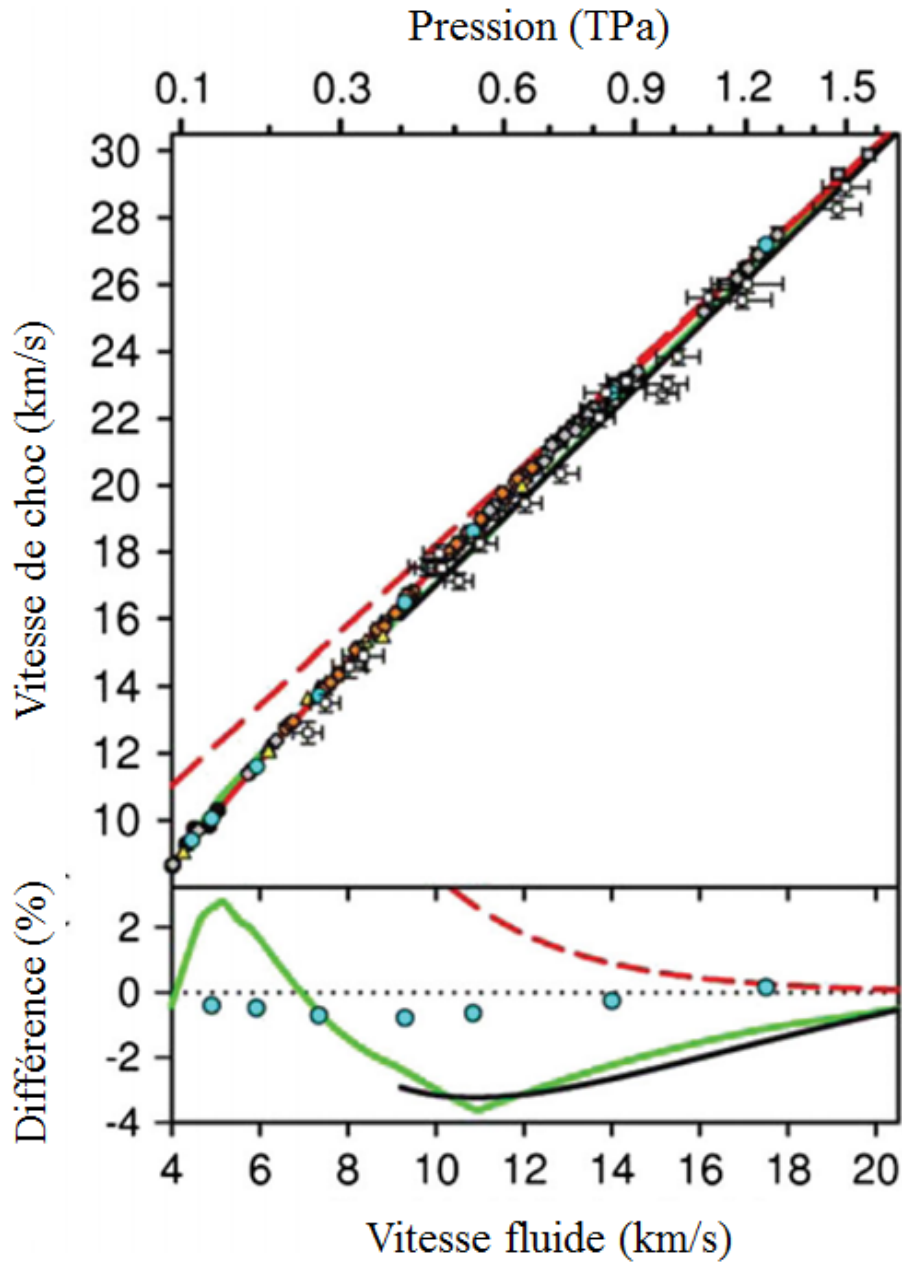


FIGURE 2.8 – Mesure des points de la courbe d'Hugoniot dans le plan U_s - U_p d'après [55]. Les cercles noirs correspondent à [60], les triangles jaunes à [61], les carrés blancs à [54]. Les cercles bleus proviennent de [55]. Les traits pleins verts correspondent à la table SESAME 7360 [62]. Le trait plein noir correspond au fit de l'Hugoniot de [54] et la courbe pointillée rouge correspond à l'Hugoniot de [55] avec une ordonnée à l'origine nulle.

Un exemple de ce traitement est présenté dans les figures 2.9 et 2.10. En effet, des coupes ont été réalisées pour plusieurs positions qui sont représentées par les traits

vert, rouge et orange. Pour chacune des coupes, on trace le nombre de coup en fonction du temps sur la figure 2.10(a). On en déduit la température sur la figure 2.10(b) via la courbe de calibration de la figure 2.6 puis la vitesse du choc sur la figure 2.10(c) grâce aux équations 2.19 et 2.20 puis la pression du choc grâce à l'équation d'état.

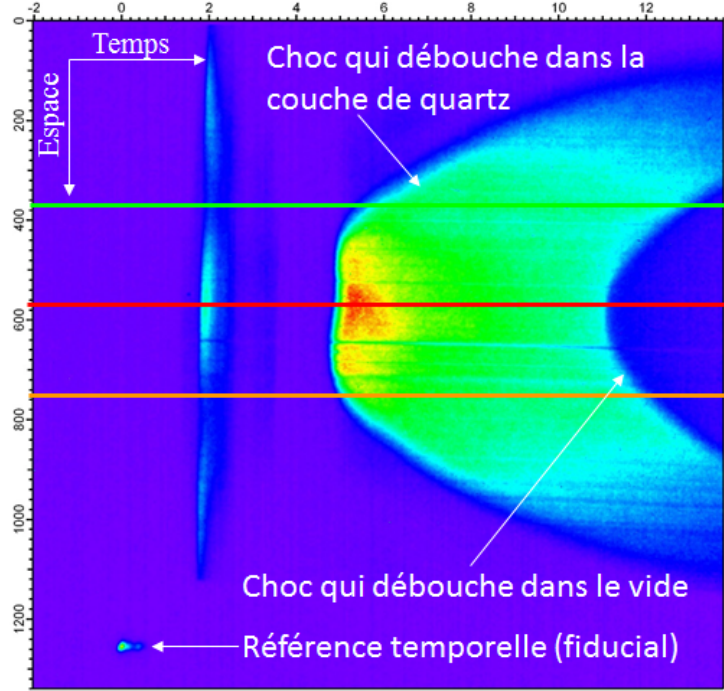


FIGURE 2.9 – Résultats de la mesure de l'émission propre du choc lors d'un tir sur l'installation LIL en géométrie plane avec une énergie de $E_{3\omega}=9687\text{J}$. Les traits vert, rouge et orange sont les coupes d'où l'on va extraire l'évolution temporelle de la température, la vitesse et la pression du choc.

2.2.3 Interprétation dans le cas sans calibration

Lorsque la mesure d'émission propre du choc n'est pas calibrée en absolu, elle permet tout de même d'obtenir, comme déjà annoncé précédemment, le temps que met le choc pour traverser la cible jusqu'au dernier matériau non transparent. Dans ce cas, il n'est pas possible d'obtenir la température spectrale mais on peut tout de même en déduire la vitesse moyenne du choc comme sur les figures 2.11 et 2.12.

2.2.4 Limitations expérimentales

Le diagnostic de mesure d'émission propre par pyrométrie possède son domaine d'application physique. Ce domaine dépend en partie du matériel expérimental uti-

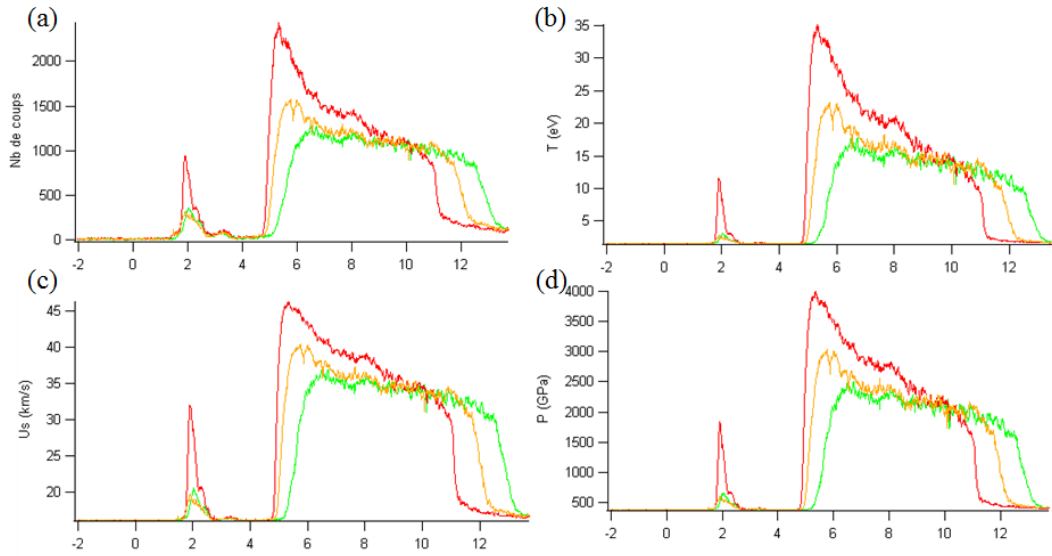


FIGURE 2.10 – Evolution temporelle du nombre de coup (a), de la température (b), de la vitesse du choc (c) et de la pression du choc (d) au niveau des coupes de la figure 2.9

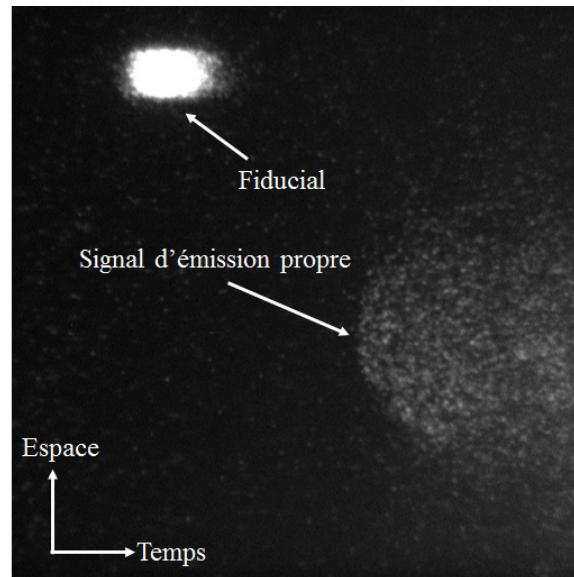


FIGURE 2.11 – Image typique de mesure d'émission propre d'un choc lors d'une campagne expérimentale sur le laser PALS. Pour ce tir, nous avons une cible constituée de plastique dopé au chlore puis une couche de titane et enfin une couche de cuivre (cf. figure 3.5-b). L'énergie laser du faisceau principal était $E_{\text{principale}}(3\omega)=196,2\text{J}$ et le celle du faisceau secondaire était $E_{\text{secondaire}}(\omega)=52\text{J}$ sans délai entre eux.

lisé puisqu'il faut bien entendu une caméra à balayage de fente sensible à la longueur d'onde d'émission et des optiques adaptées. Nous nous abstiendrons de telles

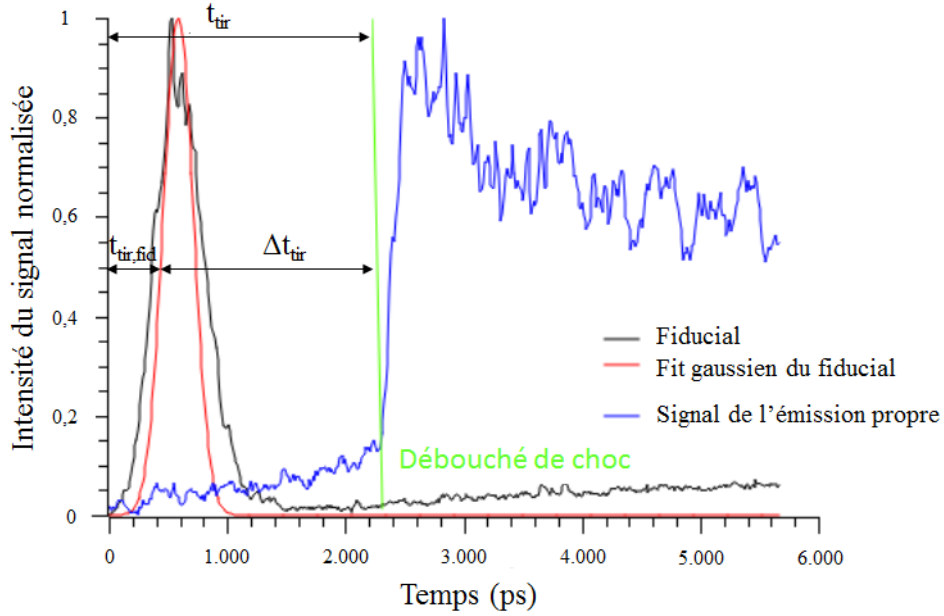


FIGURE 2.12 – Profil du signal de l'image 2.11 avec fit gaussien du fiducial

considérations ici. Les limitations de ce diagnostic dépendant surtout du choc et du type de cible utilisé. Tout d'abord, lorsque la cible est composée d'une couche de quartz en face arrière, le diagnostic peut être aveuglé à cause du préchauffage X et des électrons chauds qui ionisent le quartz et le rendent opaque. Cette opacité fait que l'émission propre du choc ne peut se propager et est réabsorbée par le quartz ionisé. On appelle ce phénomène le *blanking*. Ensuite, la déconvolution du signal de l'émission dans le quartz afin d'obtenir la vitesse instantannée du choc possède un domaine de validité limité en terme de vitesse de choc dans le quartz. Dans le premier cas, la mesure ne possède aucun intérêt physique et le diagnostic est donc inutile alors que dans le deuxième, le diagnostic se limite juste à du timing de choc, comme dans le cas sans calibration. On aura l'occasion d'en reparler par la suite lors de la présentation des résultats d'expérience.

2.3 VISAR

Le VISAR (*Velocity Interferometer System for Any Reflector*) est un diagnostic interférométrique permettant de mesurer la vitesse d'une surface réfléchissante. Il est basé sur l'interféromètre de Mach-Zehnder auquel on ajoute un étalon sur l'un des bras et une caméra à balayage de fente. À la différence d'un interféromètre classique où

l'onde entrante est divisée en deux ondes qui suivent des chemins optiques différents, dans un VISAR, un étalon est placé sur un des bras et la différence de marche entre les deux bras provient du mouvement de la surface sur laquelle se réfléchit le faisceau sonde. Pour mieux comprendre son fonctionnement, nous allons introduire l'interféromètre de Mach-Zehnder. Puis, nous verrons l'effet de la vitesse de la surface réfléchissante puis de l'étalon sur la figure d'interférence. Enfin, nous verrons l'effet de la nature de la surface et enfin comment sont traitées les images.

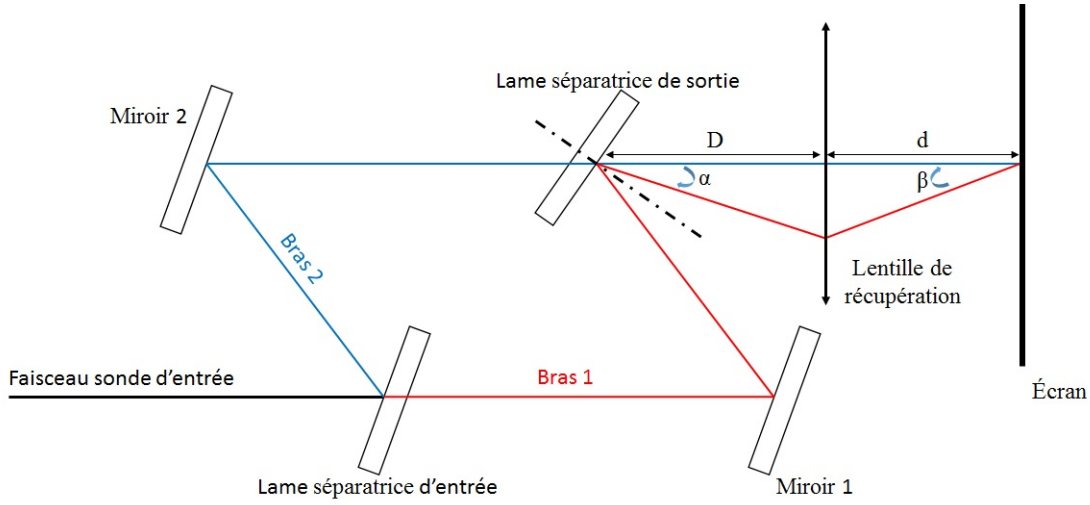


FIGURE 2.13 – Schéma optique d'un interféromètre de Mach-Zehnder

2.3.1 Interféromètre de Mach-Zehnder

Le dispositif interférométrique utilisé pour réaliser un VISAR est un Mach-Zehnder (voir figure 2.13). Pour cet interféromètre, le faisceau sonde d'entrée est divisé en deux bras par une lame séparatrice d'entrée. Ensuite, les deux bras sont réfléchis sur un miroir (miroir 1 et 2) et recombinaés au niveau de la lame séparatrice de sortie.

Si toutes les optiques sont parallèles et que les deux bras ont la même longueur, on sera donc dans la même configuration d'un Michelson en lame d'air à faces parallèles au contact optique : on n'aura pas de franges d'interférences mais une couleur que l'on appelle blanc d'ordre supérieur. En inclinant légèrement la lame de sortie d'un angle α , on introduit une différence de marche transverse qui grandit qui permet de voir des franges d'interférence rectilignes de la même manière qu'une Michelson en coin d'air avec un interfrange donné par l'équation :

$$i = \frac{\lambda d}{D\alpha} \quad (2.21)$$

Cette expression montre bien que l'interfrange dépend de la longueur d'onde du faisceau sonde.

2.3.2 Influence de la vitesse de la surface réfléchissante

Comme le faisceau sonde est reflété sur une surface réfléchissante en mouvement, la longueur d'onde du laser va varier au cours du temps par effet Doppler. En effet, la pulsation d'un faisceau sonde réfléchi ω_r par une surface en mouvement à la vitesse v aura pour expression :

$$\omega_r(t) = \omega_i \frac{c + v(t)}{c - v(t)} \quad (2.22)$$

avec ω_i la pulsion du faisceau sonde incident et c la vitesse de la lumière. Examinons l'influence de l'effet Doppler sur l'interfrange en prenant l'exemple d'une surface réfléchissante passant d'une vitesse nulle à une vitesse non nulle très inférieure à la vitesse de la lumière. On aura alors :

$$\omega_r(t) \simeq \omega_i \left[1 + 2 \frac{v(t)}{c} \right] \quad (2.23)$$

et

$$\Delta i \propto \Delta \lambda \simeq -2\lambda_i \frac{v(t)}{c} \quad (2.24)$$

Par ailleurs, on a :

$$\phi = kx = \frac{2\pi x}{\lambda} \quad (2.25)$$

d'où :

$$\Delta \phi = 2\pi x \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \quad (2.26)$$

et

$$\frac{\Delta \phi}{\phi} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (2.27)$$

Si on prend un cas réaliste d'une vitesse de 10km/s dans l'air avec $\lambda_i=532\text{nm}$, on trouve $\Delta \lambda=0,035\text{nm}$ ce qui correspond à des variations d'interfrange de l'ordre de la dizaine nanomètre au maximum. Cette variation d'interfrange ne peut pas être visualisée sur nos appareils de mesure. En effet, une caméra à balayage de fente peut difficilement avoir une résolution spatiale inférieure au micron dans les conditions d'expérience dans la mesure où elle possède une résolution maximale de 20 lignes par millimètre. Ainsi, elle possède une résolution maximale de $50\mu\text{m}$ qui ne pourra être inférieure à $1\mu\text{m}$ que si le grandissement est supérieur à 50 ce qui n'est pas le cas sur nos campagnes expérimentale. Donc, en l'état, le diagnostic n'est pas utilisable.

2.3.3 Effet de l'étalon

Afin de pouvoir mesurer la vitesse de la surface réfléchissante, il suffit d'introduire un retard τ entre les deux bras. Ce retard peut être créé soit en allongeant un des deux bras soit en insérant une pièce de verre appelée étalon. L'influence de ce retard sur la figure d'interférence peut être mise en évidence grâce à l'étude de la propagation des maxima d'intensité émis par la source laser (voir figure 2.14).

2.3.3.1 Effet d'un simple retard dans le bras 2

Dans le cas d'un retard τ constant provoqué par l'ensemble étalon+miroir+étalon de la figure 2.14. Cet examen se fait en considérant les chemins optiques et non les distances réelles de sorte que les maxima d'intensité se déplacent à la vitesse de la lumière.

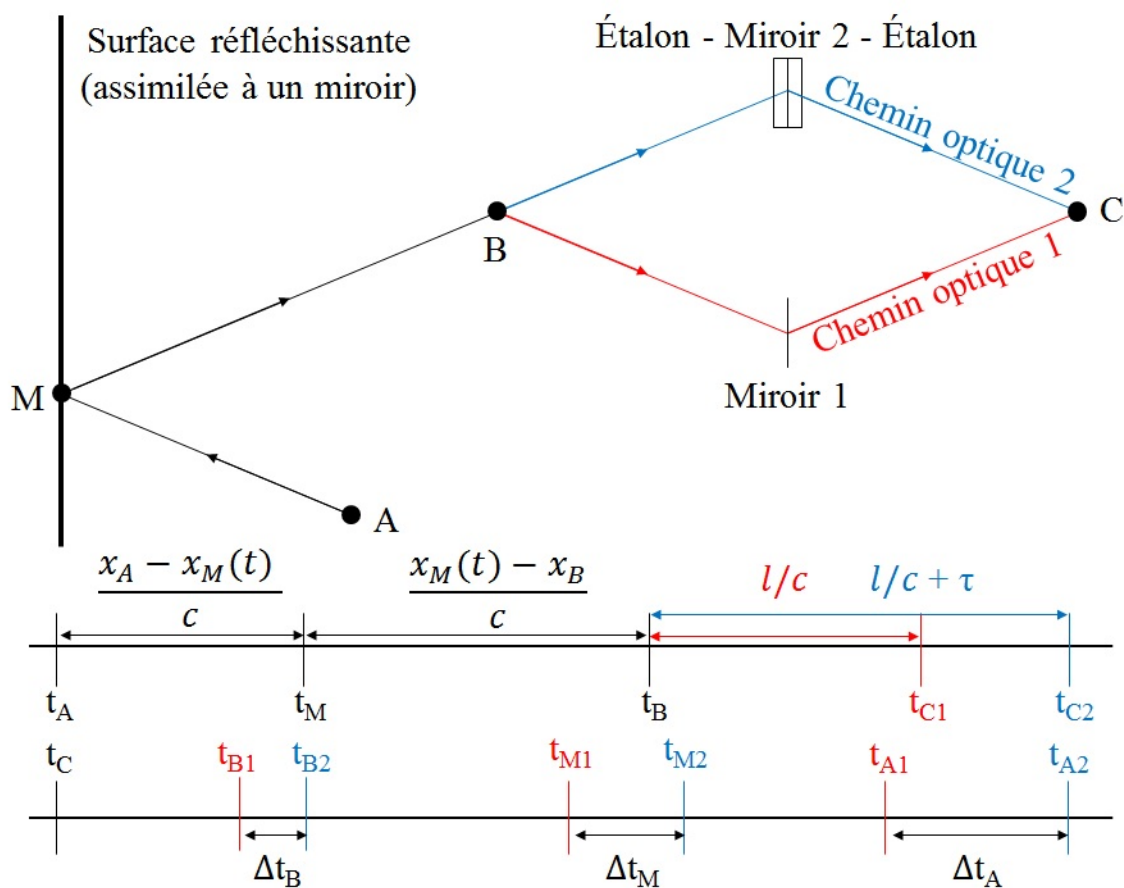


FIGURE 2.14 – Schéma représentant la propagation d'un maximum d'amplitude entre la source (A) et l'écran (C). Au niveau du chemin 2, deux étalons sont placés pour prendre en compte le fait que le faisceau, dans le bras 2, fait un aller-retour dans l'étalon.

Sur la figure 2.14, on voit que l'impulsion passant par le bras 1 arrive avant celle passant par le bras 2. De la même manière, deux maxima arrivant en C à un instant donné ont été émis par A à deux instants différents. Comme la source du laser de sonde est cohérent, le décalage nommé Δt_A se traduit par un décalage de phase homogène dans le plan d'observation.

Après quelques calculs, on trouve :

$$\Delta t_A = \tau + 2 \frac{v\tau}{c - v} \quad (2.28)$$

Comme nous sommes dans un cas où $v \ll c$, on peut écrire :

$$\Delta t_A \simeq \tau + 2\tau \frac{v}{c} \quad (2.29)$$

On en déduit le déphasage :

$$\phi = \omega_i \Delta t_A \simeq \frac{2\pi c}{\lambda_i} \left(\tau + 2\tau \frac{v}{c} \right) \quad (2.30)$$

Or, seule la deuxième partie de l'expression dépend de la vitesse donc, pour une surface réfléchissante passant d'une vitesse nulle à la vitesse V à un instant t_d donné (soit $v(t)=V \forall t > t_d$), on a un saut de frange F que l'on exprime :

$$F = \frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{2\tau V}{\lambda_i} \quad (2.31)$$

2.3.3.2 Intérêt de l'étalon

Il est donc très facile de produire un retard dans l'un des deux bras. Néanmoins, expérimentalement, il est nécessaire d'imager la figure d'interférence sur un écran, il faut donc que les images des deux bras soient situées à la même position. Pour ce faire, on insère un étalon d'épaisseur e et d'indice n sur le bras 2 au niveau du miroir 2 et l'on recule l'étalon d'une distance d_1 afin de compenser la présence de l'étalon.

Différence de marche induite par l'étalon. Lorsque l'étalon n'est pas présent, le faisceau parcourt la distance $2D$ alors que, lorsqu'il est inséré, la distance vaut $2D'$ (voir figure 2.15)

Le retard induit par l'étalon vaut :

$$\tau = \frac{2nD' - 2D}{c} \quad (2.32)$$

comme nous sommes dans l'approximation des petits angles, on peut en déduire :

$$\tau \simeq \frac{2ne - 2d_2}{c} \quad (2.33)$$

et

$$\tau \simeq \frac{2e}{c} \left(n - \frac{1}{n_0} \right) \quad (2.34)$$

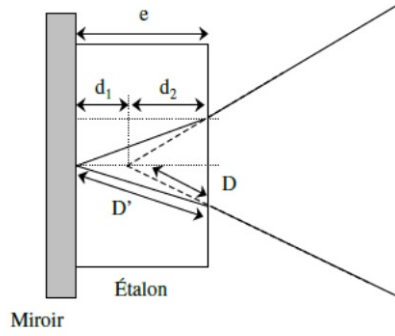


FIGURE 2.15 – Chemins optiques des rayons dans l'étalon

Influence de l'effet Doppler. Le mouvement de la surface réfléchissante induit une variation de la longueur d'onde qui lui même provoque un changement d'indice du matériau de l'étalon. Cette variation d'indice, pour des vitesses de l'ordre du km/s est relativement petite et on peut écrire au premier ordre :

$$n(\lambda) = n_0 + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_i} (\lambda(t) - \lambda_i) \quad (2.35)$$

Il est possible d'ajouter des termes si on désire obtenir une précision plus grande, il suffit d'obtenir les valeurs des termes de dispersion d'ordres supérieurs du matériau. Au vu de la précision de nos outils de mesure, c'est inutile ici. On déduit de cette expression :

$$\tau \simeq \frac{2e}{c} \left(n_0 + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_i} (\lambda(t) - \lambda_i) - \frac{1}{n_0} \right) \quad (2.36)$$

que l'on peut simplifier au premier ordre par :

$$\tau \simeq \frac{2e}{c} \left[n_0 + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_i} (\lambda(t) - \lambda_i) - \frac{1}{n_0} \right] \quad (2.37)$$

et en utilisant l'équation 2.24 on trouve finalement :

$$\tau \simeq \frac{2e}{c} \left[n_0 + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_i} \left(-2\lambda_i \frac{v(t)}{c} \right) - \frac{1}{n_0} \right] \quad (2.38)$$

Effet sur la figure d'interférence. Si on introduit les notations de Barker, il est possible de réécrire l'équation 2.38 de la manière suivante :

$$\tau \simeq \tau_0 + 2\tau_0 \frac{v}{c} \delta \quad (2.39)$$

avec

$$\tau_0 = \frac{2e}{c} \left(n_0 - \frac{1}{n_0} \right) \quad (2.40)$$

et

$$\delta = -\frac{\lambda_i n_0}{n_0^2 - 1} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_i} \quad (2.41)$$

En reprenant l'expression générale du déphasage induit par un retard τ de l'équation 2.30, on trouve :

$$\phi = \omega_i \Delta t_A \simeq \frac{2\pi c}{\lambda_i} \left(\tau + 2\tau \frac{v}{c} \right) = \frac{2\pi c}{\lambda_i} \left[\tau_0 + 2\tau_0 \frac{v}{c} \delta + 2\frac{v}{c} \left(\tau_0 + 2\tau_0 \frac{v}{c} \delta \right) \right] \quad (2.42)$$

on en déduit :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi c}{\lambda_i} \left[2\tau_0 \frac{\Delta v}{c} \delta + 2\frac{\Delta v}{c} \tau_0 + 4\tau_0 \frac{\Delta v^2}{c^2} \delta \right] \simeq \frac{4\pi\tau_0 \Delta v}{\lambda_i} [\delta + 1] \quad (2.43)$$

car le terme constant s'élimine et le terme quadratique est négligeable devant les autres (v/c est de l'ordre de 10^{-4} et donc v^2/c^2 de l'ordre de 10^{-8}). Notons que, dans le cas où on a une vitesse initiale nulle, soit le cas où la surface commence à bouger, on a alors $v = \Delta v$. Le décalage de frange devient alors :

$$F = \frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{2\tau_0 \Delta v}{\lambda_i} [\delta + 1] \quad (2.44)$$

2.3.4 Sensibilité des VISARs

La sensibilité S d'un VISAR est défini par :

$$S = \frac{\lambda_i}{2\tau_0 (\delta + 1)} \quad (2.45)$$

On aura dès lors le décalage de frange donné par :

$$F(t) = \frac{v(t)}{S} \quad (2.46)$$

Néanmoins, expérimentalement, il est impossible dans la grande majorité des cas de mesurer avec précision la vitesse du choc (ou la vitesse fluide suivant le cas). En effet, dans le cas où la vitesse mesurée passe de 0 à une vitesse $v(t)$ non nulle, l'interférogramme voit un décalage $F = F_1 + f_1$ avec $F_1 = E(F)$ la partie entière de F et $f_1 = \{F\}$ est la partie fractionnaire ou décimale de F . Sur cet interférogramme, il n'est possible que de voir f_1 et pas F_1 . Pour lever cette indétermination, il est nécessaire d'utiliser deux VISARs de sensibilités différentes et non proportionnelles en utilisant une épaisseur d'étalon différente ou un matériau différent ou encore un laser sonde de longueur d'onde différente. On se retrouvera alors avec le système :

$$\begin{cases} v(t) = S_1 (F_1 + f_1) \\ v(t) = S_2 (F_2 + f_2) \end{cases}$$

Ce système n'est pas bijectif mais, quand on choisit intelligemment les deux sensibilités, il n'admet qu'un seul couple de solutions physiques et c'est là que résidera une partie du travail de préparation expérimental.

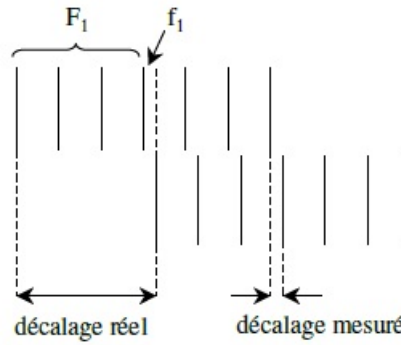


FIGURE 2.16 – Représentation schématique d'un interférogramme

2.3.5 Influence de la nature de la surface réfléchissante (cible)

Expérimentalement, plusieurs configurations peuvent se présenter. En effet, le faisceau sonde peut avoir à se propager dans différents milieux avant d'être réfléchi. Or, le calcul effectué jusqu'ici considère que le faisceau sonde se propage dans le vide avant d'atteindre la surface réfléchissante dont on souhaite mesurer la vitesse. Néanmoins, dans nos expériences, la vitesse est mesurée à l'interface entre un matériau étudié et un matériau transparent de référence. La présence de cette fenêtre et sa possible compression doivent être pris en compte dans la mesure où elles influencent l'effet Doppler. Les cas rencontrés dans nos expériences sont représentés sur la figure 2.17(a) et (b). La configuration (c), elle, représente le cas où le choc se propage dans un milieu transparent et qui le reste après le passage du choc. On voit donc apparaître deux vitesses : la vitesse fluide ou particulaire notée U_p et la vitesse du choc notée U_s .

Le cas (a) a déjà été traité. Nous allons traiter aussi le cas (b) qui est utilisé dans nos expériences. Dans un tel cas, le chemin parcouru par le choc dans la fenêtre vaut $\tau nv(t)$ d'où :

$$\phi = \frac{2\pi c}{\lambda_i} \left[\tau + 2\tau \frac{nv}{c} \right] \quad (2.47)$$

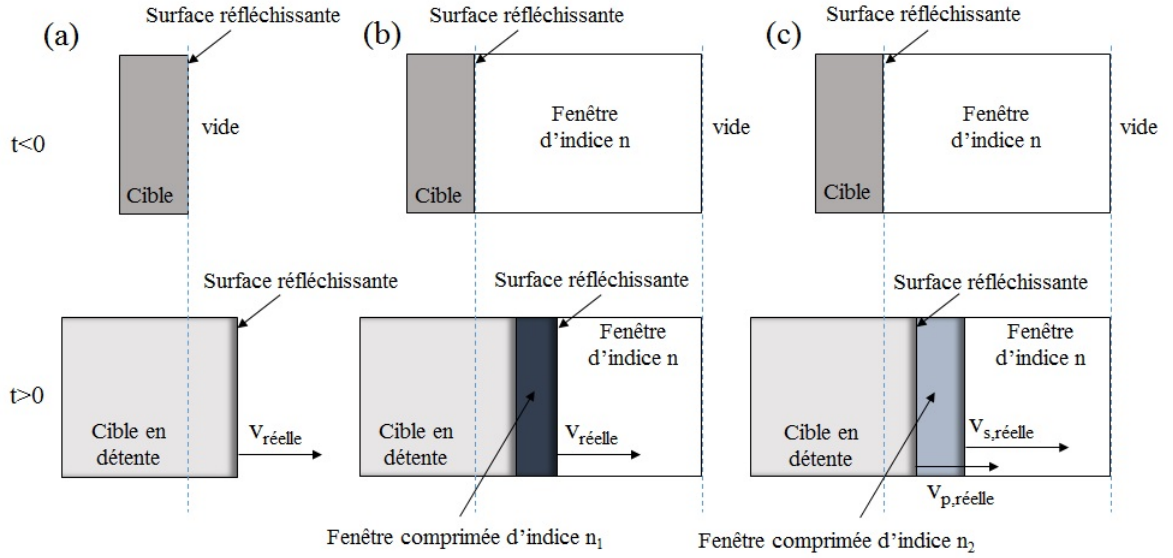


FIGURE 2.17 – Schéma de différents cas de surfaces réfléchissantes. (a) Le choc se propage jusqu'à la surface arrière d'une cible opaque et on mesure la vitesse d'une surface libre. (b) Le choc se propage dans un milieu transparent et le métallise à son passage, on mesure la vitesse du choc. (c) Le choc se propage dans un milieu transparent qui le reste après le passage du choc. Dans ce cas, et si l'indice de réfraction ne change pas suite à la compression, le VISAR mesure la vitesse fluide et il faut en déduire, par la suite, la vitesse du choc dans le cas où l'indice du milieu comprimé et égal à l'indice du milieu non comprimé.

De la même manière, le décalage Doppler est modifié dans la mesure où, au moment de la réflexion, la vitesse de la lumière vaut c/n . On aura donc :

$$\omega_r(t) = \omega_i \frac{c/n + v(t)}{c/n - v(t)} \simeq \omega_i \left[1 + 2n \frac{v(t)}{c} \right] \quad (2.48)$$

on en déduit, avec les notations de Barker que :

$$\tau \simeq \tau_0 + 2\tau_0 \frac{nv}{c} \delta \quad (2.49)$$

d'où :

$$\phi \simeq \frac{2\pi c}{\lambda_i} \left[\tau_0 + 2\tau_0 \frac{nv}{c} \delta + 2 \frac{nv}{c} \left(\tau_0 + 2\tau_0 \frac{nv}{c} \delta \right) \right] \quad (2.50)$$

et

$$F = \frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{2\tau_0 nv}{\lambda_i} (\delta + 1) \quad (2.51)$$

On retrouve une expression de la même forme *i.e.*, en considérant la définition de la sensibilité S d'un VISAR déjà introduite :

$$v(t) = \frac{SF}{n} \quad (2.52)$$

2.3.6 Traitement des données

2.3.6.1 Données expérimentales

Le VISAR est un diagnostic interférométrique et, comme nous l'avons vu précédemment, les données qu'il fournit sont des figures d'interférences résolues en temps *i.e.* des franges plus ou moins droites.

Une image VISAR sans choc est typiquement constituée d'une série de franges rectilignes dont l'intensité varie de la même manière que celle du laser de sonde. Lorsque le choc débouche du dernier matériau non transparent dans le vide ou dans un matériau transparent, les franges vont subir deux phénomènes. Tout d'abord, comme nous l'avons déjà expliqué dans les parties précédentes, les franges vont bouger en fonction de la vitesse du choc sous certaines conditions. En parallèle, l'intensité des franges va varier à cause du changement de nature de la surface réfléchissante. Les images VISARs contiennent donc deux informations principales : la vitesse de la surface réfléchissante grâce au décalage de franges ainsi que la réflectivité de cette surface à l'aide de l'intensité des franges. Les images obtenues sont résolues en temps à l'aide de la caméra à balayage de fente et doivent être corrigées et filtrées d'un certain nombre de déformations dues au diagnostic lui-même ou alors aux conditions expérimentales. Avant tout début d'analyse numérique, il est nécessaire de sélectionner la partie de l'image étudiée, c'est-à-dire là où le choc débouche.

2.3.6.2 Pré-traitement des images : correction des distortions

Pour pouvoir extraire les informations de vitesse et de réflectivité, il est nécessaire de faire subir aux images des corrections afin de rendre la mesure plus fiable et précise. Ce traitement se fait à l'aide d'une image de référence collectée avant le tir réel avec la même cible. Dans le cas où on n'aurait pas d'image de référence, il est possible de prendre une partie de l'image non-perturbée comme référence mais cela aura pour conséquence une perte de précision et serait préjudiciable à la mesure de réflectivité.

La première étape reste la suppression du bruit de l'image du tir ainsi que l'image de référence. Ceci peut se faire à l'aide d'un filtre fréquentiel ou alors d'un masque moyennneur par convolution. Ensuite, il se peut que les franges présentent une inclinaison initiale non nulle sans que la cible, elle, ne bouge. Il faut donc redresser les franges des images. Par exemple, sur la figure 2.18, on voit bien que les franges ne sont pas parfaitement droites que ce soit sur l'image de référence (tir avec laser de sonde et cible seuls donc sans faisceau principal) de la figure 2.18a ou sur l'image issue du tir (figure 2.18b). Cette pente initiale provoque une variation de la phase apparente (voir figure 2.19a) et donc de la vitesse de la surface réfléchissante alors que cette

dernière ne bouge pas. Il faut donc corriger cette pente initiale soit en redressant les franges soit en réalisant la soustraction des phases de la figure 2.19a. Le résultat de ce traitement est représenté sur la figure 2.19b.

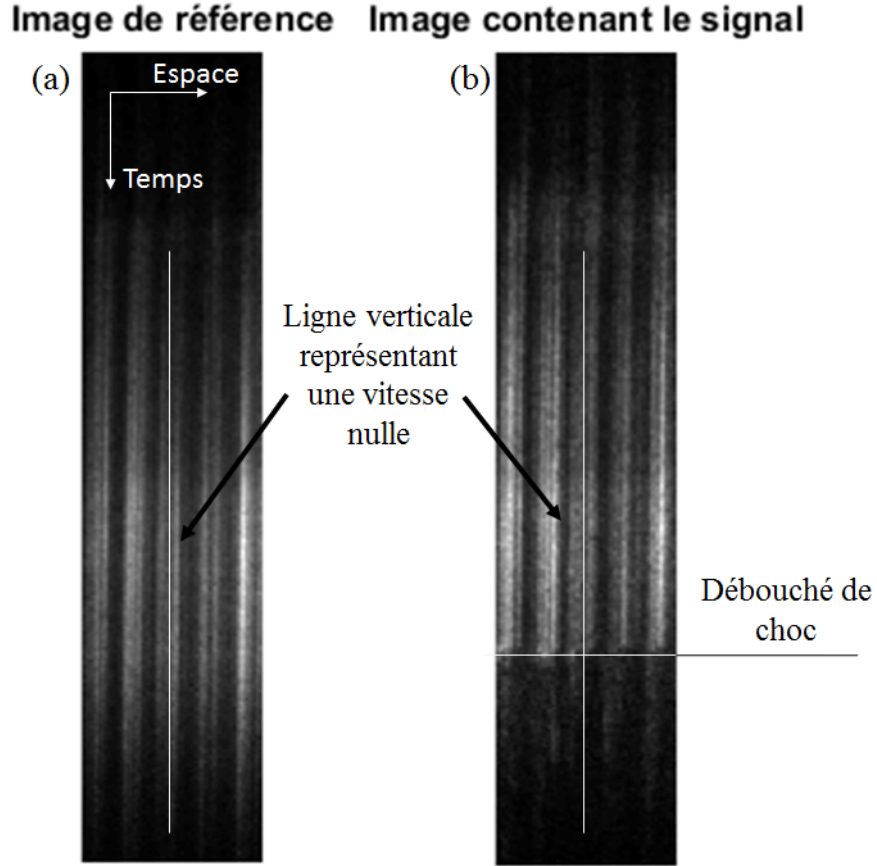


FIGURE 2.18 – (a) Image de référence obtenue par tir du laser de sonde avec cible mais sans laser générateur de choc (b) image d'un tir. La ligne verticale représente la trajectoire d'une frange non déviée issue d'une surface réfléchissante immobile

2.3.6.3 Fit des images

Une fois les images pré-traitées, il faut extraire les résultats des données expérimentales. Pour cela, il est nécessaire de fitter l'évolution temporelle des franges (phase et intensité) en les fittant sur chaque ligne (ou pas de temps). Ce fit est réalisé à l'aide d'une fonction de la forme $f(x) = A(x) + B(x) \cos(kx + \phi)$ avec $A(x)$ et $B(x)$ des polynômes. Il faut trouver, pour chaque pas de temps, les termes $A(x)$, $B(x)$, k et ϕ . Le premier terme $A(x)$ se trouve en réalisant un fit polynômial de la fonction $f(x)$. On en déduit ensuite $B(x)$ en réalisant un fit polynômial de la fonction $|f(x) - A(x)|$.

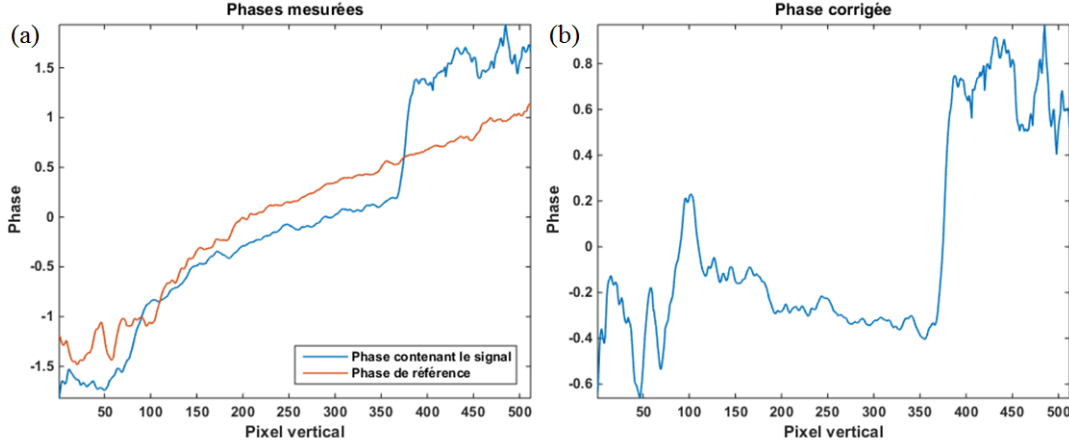


FIGURE 2.19 – (a) Evolution de la phase de la figure 2.18a (rouge) et 2.18b (bleu). (b) Evolution de la phase corrigée issue de la soustraction des courbes de (a).

Puis, on évalue k grâce à la fonction $|f(x) - A(x)|/B(x)$ et, enfin, on évalue la phase en minimisant l'écart quadratique du fit avec les données expérimentales. Après avoir réalisé le fit pour un profil de frange, il suffit de répéter l'opération pour chacune des lignes.

2.3.6.4 Traitement des franges fantômes

Une fois ce travail réalisé, on voit que l'image présente des franges de relativement faible intensité à des endroits où elles devraient être absentes (voir figure 2.20a). Ces franges sont nommées franges fantômes et sont dues à des réflexions parasites sur la face arrière de la cible dont le traitement anti-reflet n'est pas parfait. Ces franges doivent être supprimées des images. Pour effectuer ce traitement, il faut considérer une partie de l'image où seules les franges fantômes sont présentes. Il faut ensuite considérer le fit déjà réalisé dans la partie précédente (voir figure 2.20b) et soustraire ce profil sur chacune des lignes des images du tir (voir figure 2.20c). On considère, en effet, que les franges fantômes sont constantes dans la mesure où elles ne dépendent que du traitement de la face arrière et que celui-ci n'est pas endommagé ni modifié lors du tir tant que le choc n'a pas débouché en face arrière de la vitre. Les images peuvent alors être exploitées et l'on peut en extraire les données de vitesse et de réflectivité.

2.3.6.5 Extraction de la vitesse

Pour obtenir la vitesse de la surface réfléchissante, comme le montrent les équations 2.46 et 2.52, il faut obtenir le décalage de franges et donc l'évolution de leur phase

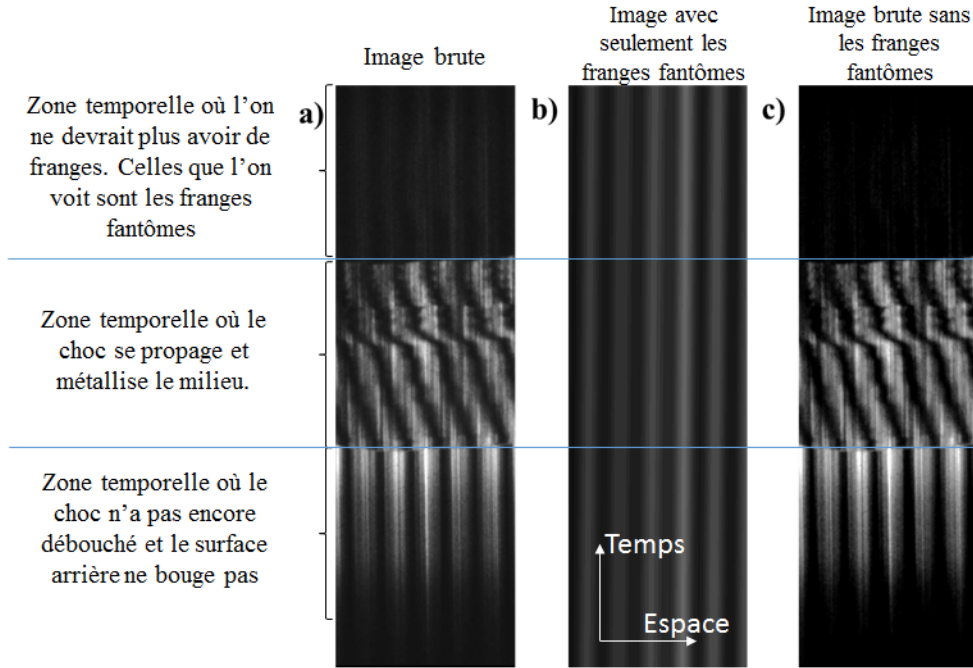


FIGURE 2.20 – Images représentant les étapes de traitement des franges fantômes. (a) Image brute (b) Fit des franges fantômes de la zone correspondante sur (a) extrapolée à toute l'image. (c) = (a)-(b). Image provenant d'une expérience de compression quasi-isentropique sur le SiO_2 sur la LIL.

grâce à l'expression $F = \phi/2\pi$. Néanmoins, la phase que l'on obtient est comprise entre 0 et 2π alors que la phase réelle varie sur \mathbb{R} . Pour obtenir la phase réelle, il faut s'assurer manuellement de sa continuité dans le programme de traitement en faisant écrire cette fonction par morceau et forcer la fonction à ne pas avoir de saut de phase supérieur à π . Ceci permet d'obtenir l'évolution temporelle de la phase et donc du déphasage qui sera proportionnel à la vitesse via les équations 2.46 ou 2.52 suivant le cas expérimental.

2.3.6.6 Extraction de la réflectivité

Pour obtenir la réflectivité, il suffit d'extraire $A(x)$ et l'intégrer sur le domaine adéquat (soit sur une frange, soit sur une ligne complète suivant le cas).

2.3.6.7 Limitations expérimentales

L'obtention de résultat avec le VISAR dépend, tout comme le diagnostic de pyrométrie de choc, d'un certain nombre de paramètres plus ou moins critiques. Il faut, pour toute mesure VISAR, garder ces paramètres à l'esprit afin de se mettre dans des

conditions favorables.

Tout d'abord, le VISAR est limité par son acceptance angulaire. En effet, le choc ne doit pas être trop courbé pour que la lentille de récupération puisse capter le faisceau retour dans sa totalité. Lorsque la tache focale est rectangulaire et assez grande, alors le choc sera relativement plat et les effets 2D seront limités ; dans ce cas, l'acceptance angulaire ne sera pas un problème. Au contraire, si la tache focale est plus piquée comme par exemple une gaussienne, alors la question se pose.

Ensuite, tout comme la pyrométrie de choc, le préchauffage du quartz limite son utilisation puisqu'il peut l'aveugler par le même effet appelé *blanking*.

Enfin, le régime de pression doit être adapté au matériau de la cible afin d'être toujours en présence d'une surface réfléchissante en mouvement. Il faut que le choc comprime la cible transparente soit en la métallisant soit en la laissant transparente. Il ne faut donc pas que le choc opacifie la cible comme c'est le cas de l'eau par exemple entre 0,6 et 1Mbar.

2.4 Radiographie X

La radiographie X permet de photographier par transparence aux rayons X la carte de densité afin de localiser le front de choc où la densité est plus élevée et donc la transparence plus faible. La radiographie fournit donc une carte des transparences à un instant donné. On peut enregistrer cette carte sur un film (film photographique ou *image plate*) dans le cas d'une source ponctuelle mais aussi sur un *multi-frame* (films photographiques en rafale) ou une caméra à balayage de fente avec une pinhole dans le cas d'une source étendue. La résolution spatiale est assurée à l'aide de la taille réduite de la source dans le premier cas et par la pinhole dans le deuxième cas.

2.4.1 Différents types de radiographie

Dans le cas d'une source ponctuelle (voir figure 2.21 et 2.22), le résultat est une simple carte des transparences qui peut être transformée, dans le cas où l'on a une symétrie cylindrique, en carte des densités. Cela permet d'obtenir la géométrie du choc et, si on peut réaliser la radiographie à plusieurs temps différents dans les mêmes conditions, on peut estimer une vitesse moyenne du choc sur l'intervalle. Cette configuration est utilisée sur la campagne expérimentale du LULI.

Dans le deuxième cas d'une source étendue avec un *multi-frame*, on obtient une série de cartes des transparences à des temps différents. Cette configuration n'est pas utilisée dans les expériences présentées ici mais le sera dans une expérience que nous

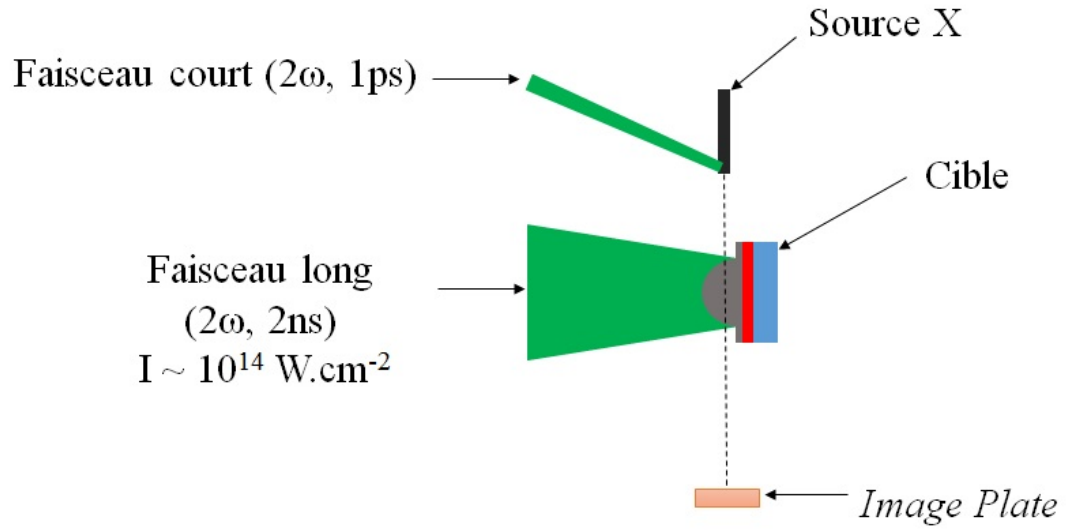


FIGURE 2.21 – Exemple de configuration de radiographie par *point projection* avec source ponctuelle utilisée lors de la campagne expérimentale LULI.

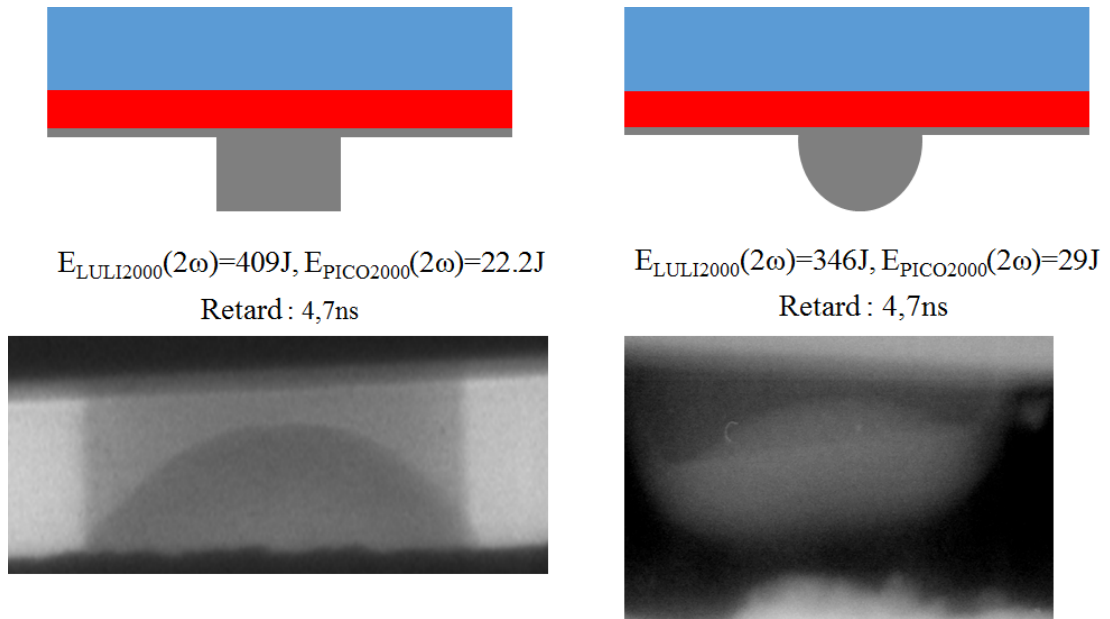


FIGURE 2.22 – Exemple de deux radiographies réalisées lors de la campagne expérimentale sur l'installation LULI avec les deux principaux types de cibles. On remarque que le tir sur la cible plane, nous avons une symétrie cylindrique facile à trouver car elle correspond à l'axe de symétrie de la cible froide. Dans le cas de la cible sphérique, si le faisceau laser ne pointe pas au centre de la sphère, l'axe de symétrie sera plus difficile à déterminer ce qui complique l'exploitation.

avons obtenue et que nous préparons sur le LMJ-PETAL. Elle est expérimentalement similaire à celle par source ponctuelle à la différence que l'imageur est un *multi-frame* au lieu d'un film ou image plate. Cela permet donc d'obtenir l'équivalent de plusieurs radiographies par source ponctuelle lors d'un même tir.

Enfin, dans le dernier cas d'une source étendue avec une caméra à balayage de fente (voir figure 2.23 et 2.24), qui a déjà été utilisé par le passé [63, 64], on obtient l'évolution temporelle de la transparence d'une coupe de la cible. On obtient alors directement l'évolution de la vitesse du choc en fonction du temps et donc sa pression via la polaire de choc :

$$P_{\text{choc}} = \rho_0 \frac{2}{\gamma + 1} V^2 \quad (2.53)$$

avec γ le coefficient adiabatique du matériau. Cette configuration est utilisée sur la campagne expérimentale à GEKKO et le sera de nouveau lors de deux nouvelles campagnes expérimentales prévues fin 2015 et début 2016.

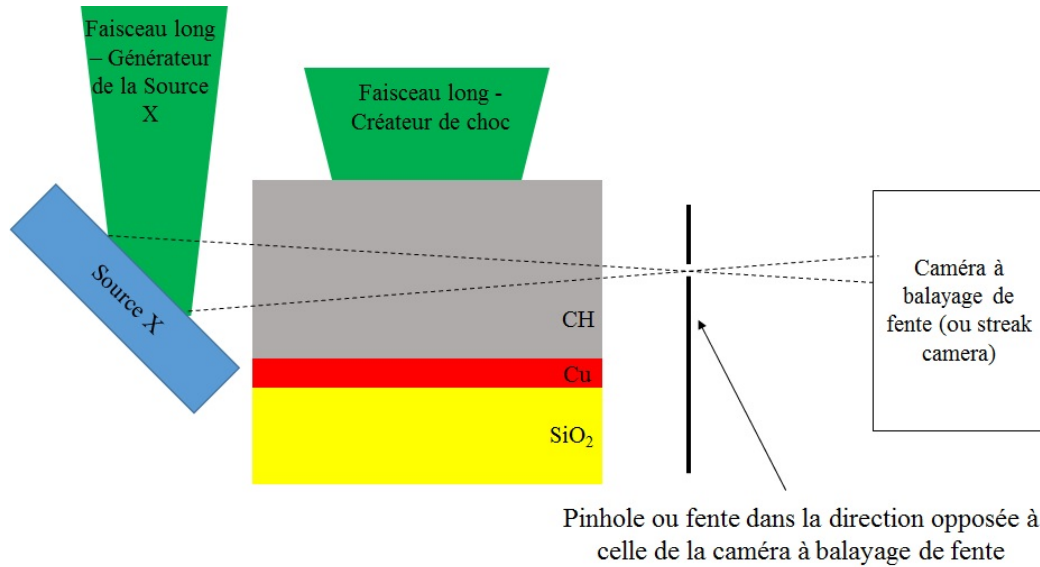


FIGURE 2.23 – Exemple de configuration de radiographie résolue en temps avec source étendue. Configuration utilisée lors de la campagne expérimentale GEKKO où l'on utilisait une fente dans la direction perpendiculaire à la fente de la caméra à balayage de fente.

2.4.2 Dimensionnement et mise en oeuvre expérimentale

Pour s'assurer du bon fonctionnement du diagnostic, il est nécessaire d'obtenir une quantité suffisante de signal X mais aussi un contraste suffisant afin de pouvoir

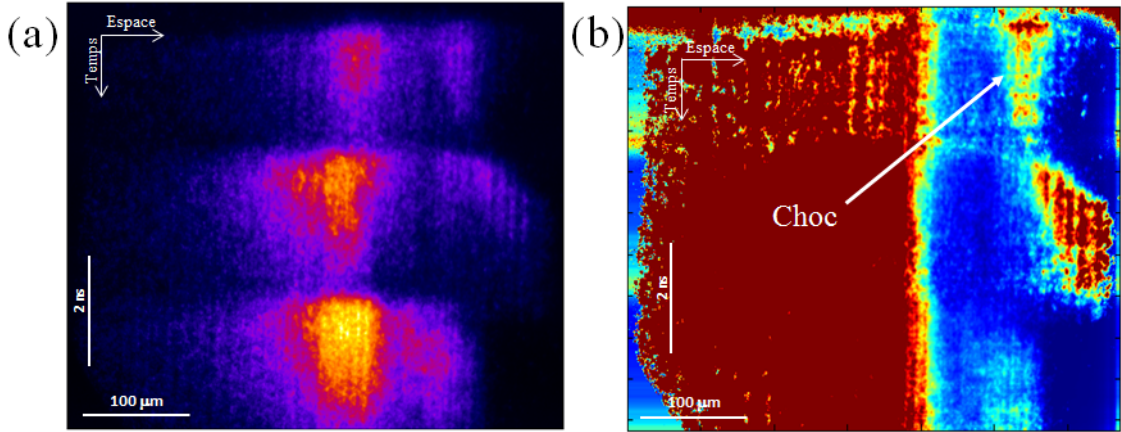


FIGURE 2.24 – Résultat d’une radiographie résolue en temps obtenue sur GEKKO avec une cible de $100\mu\text{m}$ de Beryllium avec deux *clusters* de $2,5\text{ns}$ chacun et d’intensités $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ puis $2,25 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. (a) Image brute (b) Image normalisée.

bien distinguer la partie choquée de la partie non choquée.

La transparence du matériau est estimée à l’aide de la loi de Beer-Lambert qui relie l’intensité lumineuse traversant un matériau à l’intensité lumineuse initiale, l’épaisseur du matériau et sa densité et qui prend la forme :

$$I = I_0 \exp [-\mu \rho x] \quad (2.54)$$

avec I l’intensité traversant la cible, I_0 l’intensité initiale arrivant sur la cible, μ est le coefficient d’absorption massique, x et ρ volumique du matériau traversé.

Un premier dimensionnement prend en compte :

1. la longueur d’onde de la source
2. l’épaisseur de la cible
3. les densités mises en jeu

Pour le réaliser, il faut évaluer l’absorption pour plusieurs densités que l’on peut obtenir lorsqu’un choc est photographié *i.e.* la densité nominale ainsi que deux, trois et quatre fois cette densité (la densité maximale atteignable avec un choc fort dans un matériau) afin de couvrir la totalité du profil de choc. Dans un premier temps, nous utilisons des valeurs de coefficient d’absorption massique à froid même s’il faudrait, en toute rigueur, prendre en compte la température réelle du matériau et son opacité.

Le deuxième aspect important concerne la mise en oeuvre expérimentale. Il faut que les éléments du diagnostic (source X, cible, film ou IP) soient positionnés de telle sorte qu’on obtienne un grandissement correcte. Ce grandissement doit permettre de voir la cible dans sa totalité ainsi que le profil du choc. De la même manière, il faut

que la source X ne puisse voir directement le film ou l'IP : il est donc nécessaire de caractériser spatialement la source X. Ce travail nécessite quelques calculs géométriques de base simples mais indispensables.

2.4.3 Intérêt par rapport aux autres diagnostics de choc

Dans le cadre de la préparation de futures expériences sur le Laser MégaJoule (LMJ) d'allumage par choc, le développement et la mise en œuvre de diagnostics alternatifs aux mesures VISAR/SOP pouvant permettre la mesure de chocs forts, comme la radiographie, est à privilégier. En effet, elle n'est pas aveuglée et permet de caractériser le choc durant sa propagation. Néanmoins, la radiographie est un diagnostic difficile à maîtriser tant dans sa mise en œuvre expérimentale que dans son exploitation (flou, contracte, résolution, alignement). Elle nécessite une connaissance précise de l'outil laser mais aussi la mise en place d'autres diagnostics de vérification comme des pinholes X afin de caractériser la source et surtout une précision de positionnement élevée. Enfin, son traitement n'est pas chose aisée surtout si on veut remonter à la cartographie de densité dans la mesure où l'inversion d'Abel suppose une géométrie cylindrique et est très sensible au bruit.

Les mesures VISAR/SOP dans un matériau de référence (α -quartz) sont des techniques de mesures indirectes de la pression d'ablation dans un ablateur de CH et adaptés pour des chocs inférieurs à 70Mbar (l'estimation des pressions d'ablation des simulations restituant les mesures VISAR/SOP)

L'utilisation de moyens radiographiques pour diagnostiquer la propagation de chocs forts permet l'estimation en temps réel, si le diagnostic est résolu en temps, des vitesses des chocs ou de leurs géométriques/courbures s'il est résolu spatialement en 2D. Dans le premier cas, on peut donc en déduire la pression via l'équation d'état et dans le deuxième, la carte des densités via une inversion d'Abel si on a une symétrie cylindrique.

2.4.4 Inversion d'Abel

2.4.4.1 Généralité

Pour cette partie, nous allons nous référer à la figure 2.25. La présence d'un objet sur le chemin de rayons X provoque une atténuation de son flux. Cette atténuation dépend de la nature du matériau et de sa densité. Grâce à cela il nous est possible d'observer la structure interne d'un objet. Dans le cas les propriétés de l'objet observé possède une géométrie cylindrique, il est possible de déduire la distribution radiale 3D

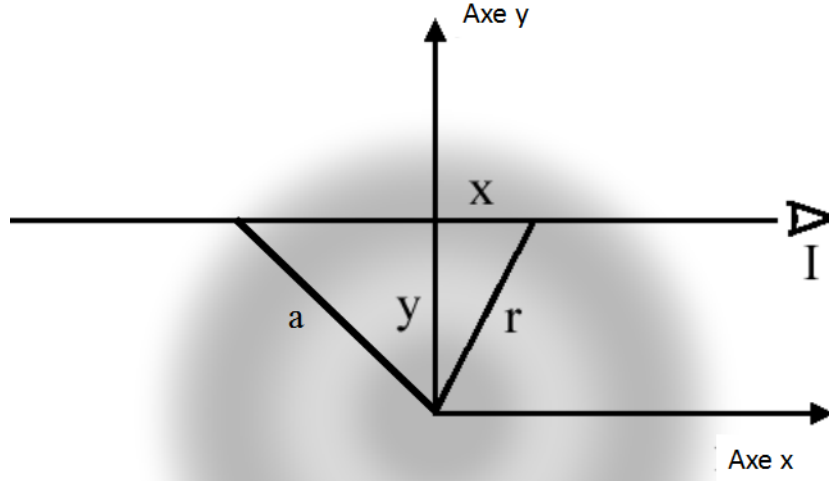


FIGURE 2.25 – Vue transversale d’un objet à symétrie cylindrique. L’axe x représente la direction d’observation de l’objet

de cette propriété de la mesure de la projection de cette propriété dans une direction perpendiculaire à l’axe du cylindre.

Si on considère une propriété physique f possédant une symétrie cylindrique, elle s’exprimera sous la forme $f(r)$ et la mesure de la projection de cette propriété sera donnée par :

$$F(y) = \int_{-\sqrt{a^2-y^2}}^{+\sqrt{a^2-y^2}} f(r) dx \quad (2.55)$$

à l’aide d’un changement de variable on peut éliminer la dépendance en x pour n’avoir que du r et du y et obtenir :

$$F(y) = 2 \int_y^a \frac{f(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \quad (2.56)$$

F est appelée transformée d’Abel de f . La transformée inverse permet donc d’obtenir

f en fonction d'une intégrale de F grâce à l'expression :

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^a \frac{dF}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}. \quad (2.57)$$

en s'assurant que $f(a)=0$.

2.4.4.2 Application à la radiographie

Considérons maintenant un flux de rayons X d'énergie E traversant un objet. L'atténuation de l'intensité du flux X noté $I(y, z)$ (avec z l'axe de symétrie et y la distance jusqu'à cet axe sur l'image expérimentale) est donnée par :

$$I(y, z) = I_0 \exp \left(- \int_{-x_0}^{+x_0} k(E, x, y, z) dx \right) = I_0 \exp \left(-2 \int_0^{+x_0} k(E, x, y, z) dx \right) \quad (2.58)$$

avec I l'intensité observé sur notre détecteur, I_0 l'intensité de la source, k le coefficient d'atténuation (que l'on exprime en général en cm^{-1}). Le coefficient d'atténuation dépend lui même de l'énergie incidente et du matériau via l'expression :

$$k(E, x, y) = \mu(E, x, y) \rho(x, y) \quad (2.59)$$

où $\mu(E, x, y)$ et le coefficient d'atténuation de masse (que l'on exprime en cm^2/g) qui est caractéristique du matériau et $\rho(x, y)$ la densité du matériau (nous nous sommes placé à z fixe pour soucis de simplification). Dans nos expériences, nous mesurons I .

Lorsqu'il n'y a pas d'objet (pas de cible), il est possible de mesurer I_0 ce qui permet de calculer :

$$\phi(E, y) = -\ln \left(\frac{I}{I_0} \right) = 2 \int_0^{+x_0} k(E, x, y) dx. \quad (2.60)$$

ce que l'on peut transformer à l'aide d'un changement de variable :

$$\phi(E, y) = -\ln \left(\frac{I}{I_0} \right) = 2 \int_y^{+a} \frac{k(E, r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (2.61)$$

En comparant les équations 2.56 et 2.61, on en déduit que le terme $k(E, r)$ joue le rôle de $f(r)$. On peut donc en déduire, grâce à l'équation 2.57 :

$$k(E, r, z) = \frac{1}{\pi} \int_r^{+\infty} \frac{d}{dx} \left[\ln \left(\frac{I(y, z)}{I_0} \right) \right] \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}, \quad (2.62)$$

où r est la distance à l'axe de symétrie z de l'image inversée.

La densité s'obtient alors grâce à l'équation 2.59. Pour ce faire, il est nécessaire de connaître la valeur de μ . Si la température et densité sont assez faibles, on peut considérer que μ est constant sur la géométrie et ne dépend que de l'énergie des rayons X qui traverse l'objet. Par exemple, pour un source X d'énergie 4,9keV (K_α du Vanadium) on a 19,392cm²/g pour le polystyrène (CH) et 18,029cm²/g pour le polyéthylène (CH₂), ce dernier étant le matériau utilisé lors de la campagne LULI.

La transformée inverse d'Abel a été utilisée lors de la campagne expérimentale LULI (chapitre 4). Elle est très sensible au bruit et peu aisée à manipuler. Dans notre cas, il ne nous a pas été possible d'appliquer cette transformation à tous nos tirs car nous avons eu peu de radiographies exploitables présentant une symétrie cylindrique. C'est la raison pour laquelle les images d'analyse du tir exploitable sont uniquement présentées dans le chapitre 4.

Afin de pouvoir analyser ces mesures, nous avons utilisé les cartes de densités données par les simulations du code hydrodynamique CHIC (présentée avec l'inversion d'abel dans le chapitre 4 aussi) et un module de post-traitement est en cours de finalisation afin de reproduire directement le diagnostic radiographique à partir des simulations et les comparer directement à nos résultats expérimentaux.

2.4.5 Prise en compte de l'étendue spectrale de la source

L'analyse qui vient d'être présentée considère que la source X est strictement monochromatique ce qui facilite le traitement. Néanmoins, la source n'est jamais monochromatique et, expérimentalement, cela se traduit par une augmentation de la transmission et une baisse des contrastes dues à la partie du spectre à plus forte énergie. Cette tendance a déjà été observée expérimentalement [65] et un traitement complet des images radiographique nécessite une caractérisation spectrale complète de la source et une déconvolution du signal radiographique avec le profil spectral de cette même source prenant aussi en compte la sensibilité spectrale du détecteur. Néanmoins, ce travail n'a pu être fait dans le cadre de cette thèse et c'est la raison pour laquelle nous allons nous servir de ce diagnostic comme détecteur spatial de choc que nous comparerons avec les simulations numériques d'où nous extrairons les profils de densité.

2.5 Conclusion

Nous avons donc présenté différents diagnostics qui ont été utilisés lors des campagnes expérimentales réalisées au cours de cette thèse de doctorat comme le montre la

table 2.5. Un de ces diagnostics permet de quantifier la population d'électrons chauds lorsqu'un traceur est inséré sur les cibles. Les autres diagnostics, mesure d'émission propre par pyrométrie (SOP), VISAR et radiographies (résolue en temps et résolue en espace) sont des diagnostics de choc. Pour chaque diagnostic, nous avons présenté les principes physiques qui les régissent puis nous avons décrit avec précision leur mise en oeuvre expérimentale et enfin nous avons exposé le processus d'analyse des données expérimentales qui lui est associé.

Grâce à la SOP, nous évaluons le temps de débouché de choc, *i.e.* le temps que met le choc pour traverser la cible. Dans le cas où l'on a un outil de mesure (caméra à balayage de fente) calibré en absolu et sur certains matériaux bien connus (le quartz, par exemple), elle permet aussi d'estimer la température du choc et sa vitesse instantannée. Le VISAR sert à mesurer la vitesse d'une surface réfléchissante. Typiquement, dans nos expériences de choc, nous évaluons la vitesse d'un choc qui se propage dans une fenêtre de quartz. En traversant ce matériau, le choc va métalliser le quartz et le front de choc va ainsi devenir une surface réfléchissante donc nous mesurons la vitesse. La radiographie permet de mesurer la carte des densités à des instants donnés dans le cas où elle est résolue en espace et la vitesse instantannée de choc dans le cas où elle est résolue en temps. Les avancées en termes de pressions générées dans les

	K_α	SOP	VISAR	Radiographie
PALS	x	x		
LULI		x	x	x (espace)
LIL		x	x	
GEKKO XII			x	x (temps)

TABLE 2.5 – Tableau représentant les campagnes expérimentales dans lesquelles les diagnostics présentés dans le chapitre 2 ont été utilisés.

expériences font que certains diagnostics sont de moins en moins adaptés dans le cadre de la fusion par confinement inertiel. Tout d'abord, les mesures de SOP et VISAR dans le cadre de la fusion par confinement inertiel ne permettent qu'une estimation indirecte de la vitesse du choc dans l'ablateur et donc de la pression d'ablation. De plus, pour des pressions trop élevées (par exemple, nous avons obtenus des pressions supérieures à 100Mbar lors de la campagne expérimentale LIL), la SOP et le VISAR peuvent être aveuglés par le rayonnement du choc et donc être totalement inutiles. C'est la raison pour laquelle nous avons développé des outils de radiographie qui nous permettent de mesurer directement la vitesse du choc dans l'ablateur de plastique quelles que soit la vitesse du choc. Cependant, ce diagnostic, simple d'apparence, est

très compliqué à maîtriser expérimentalement tant il nécessite des outils lasers et une précision de positionnement précis.

Chapitre 3

Effet des électrons chauds

Sommaire

3.1	Interaction laser-plasma	83
3.2	Campagne expérimentale à PALS	92
3.3	Résultats expérimentaux	100
3.4	Conclusion	125

3.1 Interaction laser-plasma

Lorsqu'un faisceau laser intense interagit avec la matière, cette dernière est chauffée localement et l'énergie est absorbée et transférée principalement aux électrons via plusieurs processus d'absorption. Ces processus ont plus ou moins d'importance suivant le régime d'intensité dans lequel on se situe. Ces régimes peuvent être caractérisés par le paramètre $I_L \lambda^2$ avec I_L l'intensité laser en W/cm^2 et λ la longueur d'onde en μm . Le transfert d'énergie peut dès lors être soit linéaire via des processus tels que l'absorption collisionnelle ou l'absorption résonnante pour des valeurs de $I_L \lambda^2$ inférieure à $10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$ soit non-linéaire avec la croissance des instabilités paramétriques lorsqu'il dépasse $10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$ telles que la Diffusion Brillouin Stimulée, SBS [66, 67, 68, 69, 70], la Diffusion Raman Stimulée, SRS [70, 71, 72, 73, 74, 75, 76] et l'instabilité de deux plasmons, TPS [77, 78, 79, 80]. Ces instabilités peuvent avoir des effets négatifs dans le cas de la fusion nucléaire. Tout d'abord, elles peuvent diminuer l'absorption laser et refléter une partie non négligeable de l'énergie laser incidente (SBS et SRS) et générer des ondes plasmas électroniques (SRS et TPD) pouvant générer des électrons suprathermiques pouvant pénétrer profondément dans le matériau cible, le préchauffer et donc détériorer sa compression ce qui a un effet néfaste pour atteindre l'allumage des réactions de fusion.

Dans le cas d'allumage par choc, la phase de compression se situe dans un régime où l'absorption collisionnelle est dominante alors que le *spike* de fin de *pulse*, lui, est au dessus du seuil d'apparition des instabilités paramétriques d'où l'intérêt d'examiner les deux.

3.1.1 Absorption linéaire

3.1.1.1 Absorption collisionnelle

L'absorption collisionnelle, aussi appelée *bremsstrahlung inverse*, est un processus à trois corps dans lequel interviennent :

- un photon laser
- un électron libre
- un ion de la cible

Dans ce processus, les électrons qui oscillent dans le champ de l'onde laser entrent en collision avec les ions du plasma dissipant ainsi leur énergie et permettant l'absorption d'un photon tout en conservant l'énergie et la quantité de mouvement.

Ce phénomène est décrit par la relation :

$$\frac{dI_L}{dz} = -\kappa_{BI} I_L \quad (3.1)$$

où I_L est l'intensité laser incidente et κ_{BI} est le coefficient d'absorption donné par la relation suivante :

$$\kappa_{BI} = \left(\frac{\nu_{ei}^c}{c} \right) \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^2 \left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{-1/2} \quad (3.2)$$

où n_e est la densité électronique, c la vitesse de la lumière, z l'abscisse curviligne le long de la trajectoire d'un rayon laser, ν_{ei}^c la fréquence de collision électron-ion à la densité critique n_c .

La densité critique est un paramètre très important permettant de savoir si ce mécanisme d'absorption est dominant ou pas. Il a déjà été évalué dans le chapitre 1 et nous rappelons ici son expression simplifiée :

$$n_c = \frac{1,12 \times 10^{21}}{\lambda_L^2 (\mu\text{m}^2)} \text{cm}^{-3} \quad (3.3)$$

avec λ_L sa longueur d'onde du laser. Cette densité représente aussi le lieu géométrique à partir duquel le laser ne se propage plus dans le plasma. Cette formulation montre clairement que la longueur d'onde a une grande influence sur la valeur de la densité critique et cela implique que l'absorption collisionnelle est prépondérante pour des petites longueurs d'onde.

3.1.1.2 Absorption résonnante

L'absorption résonnante est un autre processus d'absorption linéaire mais n'impliquant pas de collisions entre électrons et ions. Cette fois-ci, l'énergie est prélevée aux oscillations lasers par une onde électronique résonnante. Néanmoins, ce mécanisme ne peut pas se produire tout le temps et sont nécessaires un certain nombre de conditions physiques telles que l'incidence oblique du laser, la polarisation p *i.e.* le champ électrique du laser doit être dans le plan d'incidence ainsi qu'un plasma non-uniforme.

Quelle que soit la polarisation du laser, il est réfracté dans le gradient de densité de plasma et finit par revenir au point de densité $(1 - \sin^2 \alpha) n_c$ avec α l'angle d'incidence du laser. Dans le cas de la polarisation p , le champ électrique est inclu dans le plan d'incidence et possède donc une composante dans la direction du gradient de densité. Cette composante peut ainsi séparer les charges positives et négatives pouvant provoquer l'excitation d'une onde électrostatique (onde de Langmuir) au niveau de n_c . Cette excitation se manifeste par l'apparition d'un pic de résonance de la composante du champ électrique parallèle au gradient de densité $|E_z|$, donc au delà de la surface de réflexion $(1 - \sin^2 \alpha) n_c$ par effet tunnel où une partie de l'énergie sera absorbée. Dans le cas de la polarisation s , le champ électrique est parallèle à la surface de la cible et ne possède donc pas de composante parallèle au gradient de densité. La séparation des charges ne peut donc pas se dérouler bloquant ainsi toute résonnance d'où l'absence de création d'onde électrostatique et donc d'absorption.

Dans le cas d'un plasma froid, il est démontré que l'absorption ne dépend que du paramètre q donné par la relation [3] :

$$q = (kL)^{2/3} \sin^2 \alpha \quad (3.4)$$

avec k la nombre d'onde de l'onde laser, L la longueur caractéristique de la loi de densité (linéaire) et α l'angle d'incidence. Une étude de cette fonction (voir figure 3.1) montre que l'absorption maximale atteignable est de 50% de l'énergie incidente mais aussi que pour des plasmas millimétriques, le maximum d'absorption se situera aux alentours des 8° (pour une valeur de $L=1\text{mm}$ et une longueur d'onde de $0,341\mu\text{m}$). Plus physiquement, pour des angles très petits, le champ électrique devient parallèle aux isodensités et donc aucune résonnance n'apparaît alors que pour des angles trop grands, le point de rebroussement est très éloigné de la densité critique et l'effet tunnel faiblit. Il est à noter que l'absorption résonnante ne dépend pas de l'intensité sur cible.

Des travaux expérimentaux et théoriques [81] ont permis de quantifier les conditions dans lesquelles l'absorption résonnante joue un rôle plus important que l'ab-

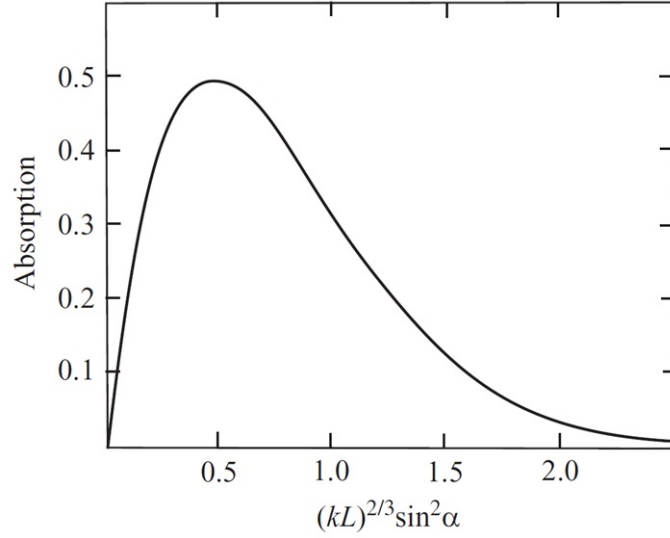


FIGURE 3.1 – Coefficient d’absorption en fonction du paramètre $q = (kL)^{2/3} \sin^2 \alpha$

sorption collisionnelle. Une limite a été donnée par la relation [81] :

$$I_L < \frac{10^{14}}{\lambda(\mu\text{m})^2} \quad (3.5)$$

Dans les campagnes expérimentales qui sont réalisées dans cette thèse, tous les cas sont situés dans des conditions où l’absorption résonnante ne joue aucun rôle sauf dans l’expérience sur le laser PALS où un des faisceaux arrive avec une incidence de 30° et une intensité de $7 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ alors que la limite serait d’environ $6 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$. Il sera donc pris en compte dans les simulations hydrodynamiques.

3.1.2 Instabilités paramétriques

Lorsque l’irradiance laser $I_L(\text{W/cm}^2)\lambda^2(\mu\text{m}^2)$ atteint des valeurs de l’ordre de quelques $10^{14} \text{W} \cdot \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2$, de nouveaux processus physiques font leur apparition. Ces processus ont une croissance exponentielle en espace et en temps et leurs effets sont, en général, négatifs. Ces processus d’interaction sont nombreux mais les principaux sont, dans le cadre de la fusion par confinement inertiel, la diffusion Raman stimulée, la diffusion Brillouin stimulée et l’instabilité de deux plasmons.

La force pondéromotrice Lorsqu’un faisceau laser arrive à la surface d’un plasma, il exerce une pression sur cette surface appelée pression radiative. Cette pression est ensuite associée à une force liée au transfert de moment entre le champ électrique et les électrons. Considérons l’équation du mouvement d’un électron :

$$m_e n_e \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -en_e \mathbf{E}_L - \frac{en_e}{c} \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}_L - \nabla P_e \quad (3.6)$$

et le champ laser :

$$\mathbf{E}_L = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \cos \omega_L t \quad (3.7)$$

$$\mathbf{B}_L = -\frac{c}{\omega_L} \nabla \wedge \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \sin \omega_L t \quad (3.8)$$

on peut, après quelques calculs et simplifications obtenir :

$$m_e n_e \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \approx -en_e \mathbf{E}_L + \mathbf{F}_{pond} \quad (3.9)$$

avec

$$\mathbf{F}_{pond} = -\frac{1}{16\pi} \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \nabla |E_1|^2 [1 - \cos 2\omega_L t] \quad (3.10)$$

Cette force est donc proportionnelle au gradient du carré du champ électrique. Sa moyenne vaut :

$$\langle F_{pond} \rangle = -\frac{1}{16\pi} \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \nabla |E_1|^2 \quad (3.11)$$

et représente le gradient de pression poussant les électrons des lieux où l'intensité est maximale. Dans le cas d'intensités lasers assez élevées, cela peut entraîner la formation de petits canaux mais aussi d'instabilités de filamentation dont la conséquence directe est la croissance des inhomogénéités. La force pondéromotrice peut aussi permettre le couplage des ondes de haute fréquence afin d'exciter des perturbations électrostatiques. Ces couplages peuvent être non-linéaires et donner lieu à des instabilités dans le cas où on aurait une onde de grande amplitude qui se propage dans un plasma.

Principe des instabilités Soit une onde de grande amplitude qui peut être caractérisée par sa fréquence et son nombre d'onde $(\omega_0; \mathbf{k}_0)$. Supposons que, sous l'effet du bruit thermodynamique, une autre onde de faible amplitude caractérisée par la paire $(\omega_1; \mathbf{k}_1)$ se couple à la première afin de nourrir une troisième onde définie grâce au couple $(\omega_2; \mathbf{k}_2)$. Les lois conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permettent d'obtenir les relations suivantes :

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \quad (3.12)$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \quad (3.13)$$

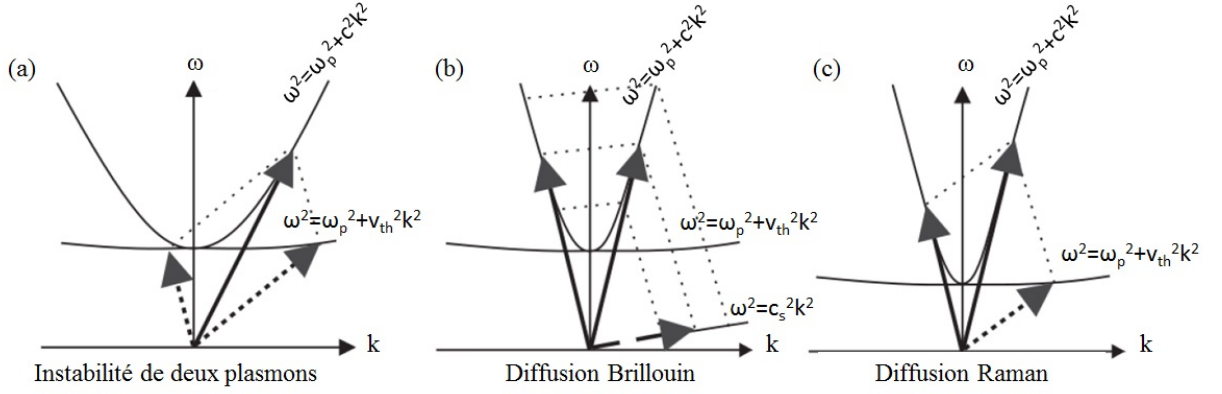


FIGURE 3.2 – Diagramme de dispersion de (a) l'instabilité de deux plasmons (b) la diffusion Brillouin et (c) la diffusion Raman. En traits pleins les photons, en pointillés les plasmons et en traits brisés les ondes acoustiques avec leurs relations de dispersion respectives avec v_{th} la vitesse thermique des électrons, c_s la vitesse ionique du son, ω_p la pulsation plasma, c la vitesse du son et k le nombre d'onde.[3]

De même, l'onde 2 va se coupler avec l'onde 0 afin de renforcer l'onde 1. Cependant, à partir d'une certaine intensité, cette réaction mutuelle est instable et conduit à la croissance exponentielle des ondes 1 et 2 alors que l'onde 0 va perdre en intensité. Ce processus peut arriver à saturation, par exemple lorsque l'onde 0 devient trop faible. Néanmoins, les ondes 1 et 2 peuvent, lorsqu'elles atteignent des intensités suffisantes et, par le même processus, à leur tour générer d'autres ondes provoquant ainsi un processus en cascade. Suivant la nature des ondes 1 et 2 (acoustiques, électromagnétiques ou électroniques), ces instabilités auront des appellations ainsi que des caractéristiques différentes. La diffusion Raman stimulée (Figure 3.2c), la diffusion Brillouin (Figure 3.2b) stimulée et l'instabilité de deux plasmons (Figure 3.2a) font parties de ces instabilités. Sur cette figure, on voit bien la décomposition de l'onde initiale (vecteur central sur les trois diagrammes de dispersion) en deux ondes différentes qui respectent la conservation de l'énergie et la quantité de mouvement.

3.1.2.1 Diffusion Raman stimulée

Dans la diffusion Raman stimulée, l'onde 1 est une onde électromagnétique et l'onde 2 est une onde plasma électronique [82], comme illustré sur la figure 3.2c. On peut donc la caractériser comme étant la décomposition d'un photon incident en un photon et un plasmon diffusés. Dans ce cas, on aura bien :

$$\omega_0 = \omega_{\text{diffusé}} + \omega_{e,\text{diffusé}} \quad (3.14)$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{\text{diffusé}} + \mathbf{k}_{e,\text{diffusé}} \quad (3.15)$$

avec $(\omega_0; \mathbf{k}_0)$ correspondant à la fréquence et le nombre d'onde de l'onde incidente, $(\omega_{\text{diffusé}}; \mathbf{k}_{\text{diffusé}})$ correspondant à l'onde électromagnétique diffusée et $(\omega_{e,\text{diffusé}}; \mathbf{k}_{e,\text{diffusé}})$ à l'onde plasma électronique.

Il faut ajouter que, comme les pulsations doivent respecter les relations de dispersion, il faut que les fréquences soient toutes les deux supérieures à la fréquence électronique locale du plasma soit :

$$\omega_{\text{diffusé}}, \omega_{e,\text{diffusé}} > \omega_{P,e} \quad (3.16)$$

Il faut donc que $\omega_0 > 2\omega_{P,e}$ ce qui implique que cette instabilité ne peut se produire que pour des plasmas sous denses *i.e.* $n_e < n_c/4$.

Dans ce processus, une partie de l'énergie est diffusée et une autre est transmise à l'onde plasma électronique. Multiplions l'équation 3.14 par la constante de Planck \hbar on obtient alors une relation de conservation de l'énergie. On remarque donc que pour chaque photon incident, la fraction transmise à l'onde électronique vaut $\omega_{e,\text{diffusé}}/\omega_0$ et servira à chauffer le plasma pendant que l'onde électronique s'amortit. Cette onde peut avoir une vitesse de phase très élevée, de l'ordre de grandeur de la vitesse de la lumière, ce qui lui permet de produire des électrons très énergétiques lorsqu'elle s'amortit et que l'onde est diffusée vers l'avant (on parle d'antédiffusion). Les électrons suprathermiques font parties des thèmes étudiés dans ce travail. Comme déjà annoncé précédemment, ils peuvent, suivant leur énergie, soit préchauffer le coeur de la cible de fusion nucléaire et être préjudiciable à sa compression et par conséquent à l'allumage des réactions de fusion soit déposer leur énergie dans le front de choc, amplifier ainsi la force du choc et être bénéfiques à la compression et donc favoriser l'allumage. Dans le cas où elle est diffusée vers l'arrière, elle nuit directement à la propagation du laser dans la plasma et conduit à des taux de réflectivité préjudiciables pour l'efficacité de l'éclairement pour l'allumage par choc lors de la génération du *spike*.

Il est intéressant d'avoir une estimation des conditions minimales pour lesquelles l'instabilité Raman apparaît. Le seuil absolu d'apparition de cette instabilité est relativement bien documenté [83, 84, 85] et peut se traduire en terme d'intensité laser par l'expression :

$$I(\text{PW}/\text{cm}^2) = 102 \times \lambda_L(\mu\text{m})^{-2/3} L_{n_c/4}(\mu\text{m})^{-4/3} \quad (3.17)$$

avec I l'intensité laser incidente, λ_L la longueur d'onde du laser et $L_{n_c/4}$ et la longueur caractéristique de la densité du plasma au niveau $n=n_c/4$ que l'on peut définir par

l'expression :

$$L_{n_c/4} = \left[\left(\frac{1}{n} \right) \frac{dn}{dx} \right]_{n=n_c/4}^{-1} \quad (3.18)$$

Cette expression montre bien que, pour de grands plasmas (ce qui est le cas pour la fusion par confinement inertiel et donc pour l'allumage par choc), l'instabilité Raman apparaît pour des intensités relativement faibles. Pour se donner un ordre de grandeurs, pour une longueur d'onde de 351nm et une plasma de gradient 200μm, le seuil d'apparition de l'instabilité est de $1,75 \times 10^{14}$ W/cm².

3.1.2.2 Diffusion Brillouin stimulée

Dans la diffusion Brillouin stimulée, l'onde 1 est une onde électromagnétique et l'onde 2 est une onde acoustique [82] comme illustré sur la figure 3.2b. La physique associée à cette instabilité est relativement similaire à l'instabilité Raman à la différence que la variation de densité qui provoque le couplage avec la lumière diffusée est la fluctuation de densité associée avec une onde ionique acoustique de basse fréquence.

Par ailleurs, les photons diffusés ont une probabilité de se propager vers l'avant ou vers l'arrière. Lorsqu'ils sont rétrodiffusés, cela augmente la réflectivité du plasma et donc diminue l'absorption laser alors que lorsqu'ils sont antédifusés, cela diffuse l'énergie et réduit l'intensité laser localement ce qui réduit l'absorption collisionnelle par la suite.

De manière similaire à la section précédente, on aura les conditions de couplage suivantes :

$$\omega_0 = \omega_{\text{diffusé}} + \omega_{\text{phonon}} \quad (3.19)$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{\text{diffusé}} + \mathbf{k}_{\text{phonon}} \quad (3.20)$$

avec $(\omega_0; \mathbf{k}_0)$ correspondant à la fréquence et le nombre d'onde de l'onde incidente, $(\omega_{\text{diffusé}}; \mathbf{k}_{\text{diffusé}})$ correspondant à l'onde électromagnétique diffusée et $(\omega_{\text{phonon}}; \mathbf{k}_{\text{phonon}})$ à l'onde acoustique ionique.

Comme l'onde acoustique ionique a une basse fréquence, sa fréquence sera inférieure à la fréquence ionique du plasma soit $\omega_{\text{phonon}} < \omega_{P,i}$ et on aura alors deux ondes électromagnétiques dont la fréquence est relativement proche ($\omega_0 < \omega_{\text{diffusé}}$). On en déduit que cette instabilité peut se produire n'importe où dans le plasma sous-dense ($n_e < n_c$). Il est particulièrement important pour les plasmas de grande taille.

Les deux fréquences étant similaires, on a aussi la relation :

$$|\mathbf{k}_0| \approx |\mathbf{k}_{\text{diffusé}}| \quad (3.21)$$

ce qui justifie bien l'allure de la figure 3.2b.

Un seuil d'apparition de l'instabilité Brillouin peut être établi mais son expression est peu commode dans un cadre expérimentale. On rappellera seulement que lors d'une expérience avec un laser à 351nm avec un temps de pulse de 1ns et une intensité de $1 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$, un taux global d'instabilité Brillouin de 5 à 10% a été obtenu [86].

3.1.2.3 Instabilité de deux plasmons

Le cas de l'instabilité de deux plasmons (ou *Two Plasmon Decay*, TPD) voit la décomposition de l'onde électromagnétique incidente en deux ondes plasmas électroniques (deux plasmons) [82] comme illustré sur la figure 3.2a. Les lois de conservation s'énoncent dans ce cas :

$$\omega_0 = \omega_{e,\text{diffusé } 1} + \omega_{e,\text{diffusé } 2} \quad (3.22)$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{e,\text{diffusé } 1} + \mathbf{k}_{e,\text{diffusé } 2} \quad (3.23)$$

Afin de vérifier la conservation du moment, les deux ondes plasmas électroniques se propagent dans des directions opposées. Une partie se propagera dans la direction du laser et l'autre dans la direction opposée. Les lois de conservation imposent aussi que leurs énergies soient comparables et on obtient :

$$\omega_{e,\text{diffusé } 1} \simeq \omega_{e,\text{diffusé } 2} \simeq \frac{\omega_0}{2} \simeq \frac{\omega_{P,e}}{2} \quad (3.24)$$

Ainsi, cette instabilité se produit à la densité $n_e = n_c/4$ et produit des électrons. Les électrons générés dans la direction du laser peuvent devenir un problème, comme pour ceux de la diffusion Raman, s'ils préchauffent le coeur de la cible de fusion.

De la même manière, il est possible de mettre en évidence une expression du seuil à partir duquel l'instabilité de deux plasmons commence à apparaître. Cette expression provient de [85, 87] et on montre que dans le cas de la fusion par confinement inertiel et de l'allumage par choc, on a l'expression [88] :

$$I(\text{PW/cm}^2) = 6,05 \frac{T_e(\text{keV})}{\lambda_L(\mu\text{m})L_{n_c/4}(\mu\text{m})} \quad (3.25)$$

ce qui, pour une température électronique de 2keV, un laser fonctionnant à 351nm et un plasma de longueur caractéristique 200 μm , le seuil est de $1,7 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$.

3.2 Campagne expérimentale à PALS

3.2.1 Objectifs

Les deux campagnes expérimentales au Prague Asterix Laser System (PALS) ont été dédiées à reproduire les conditions expérimentales de l'allumage par choc dans une géométrie simple *i.e.* plane. Le but principal de ces campagnes expérimentales était la génération d'un choc fort en présence d'un plasma de couronne mais aussi l'étude des instabilités paramétriques et la génération d'électrons suprathermiques ainsi que leur influence sur le choc fort créé dans le plasma de couronne dans un régime d'intensité $10^{15} - 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Pour cela, nous avons profité de la forte intensité qui est disponible sur cible dans cette installation et dont le régime est similaire à celle du *spike* du schéma d'allumage par choc. Ces deux campagnes se sont insérées dans une série plus longue de campagnes dans le cadre des activités du *working package 10* (*Fusion experiment*) du projet HiPER.

3.2.2 Configuration laser

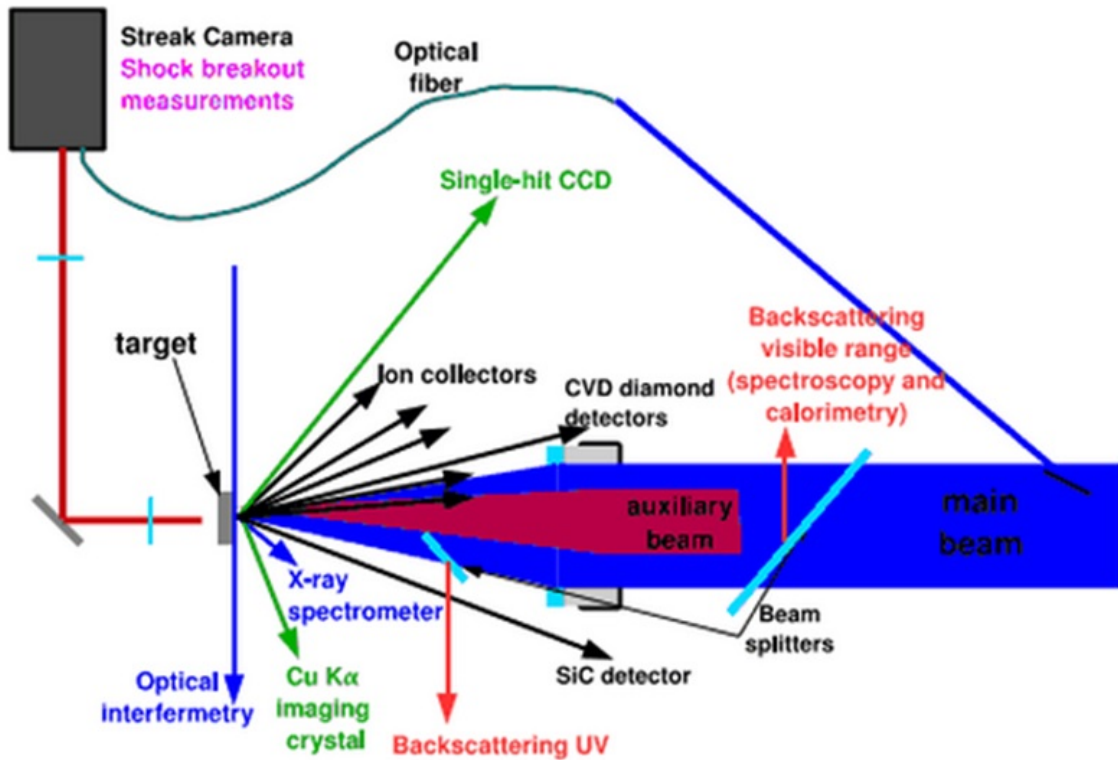


FIGURE 3.3 – Schéma représentant la configuration expérimentale utilisée sur PALS lors de la première expérience

Le PALS [89] est un laser dopé au gaz iode composé de deux faisceaux : un faisceau principal arrivant avec une incidence normale à la cible qui peut délivrer jusqu'à 250J à 3ω ($\lambda = 0,438\mu\text{m}$, $9 \times 10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$) avec une durée d'impulsion de 250ps et 500J à 1ω ($\lambda = 1,315\mu\text{m}$, $2 \times 10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$). Le faisceau auxiliaire, lui, arrive avec un angle de 30° et délivre jusqu'à 60J à 1ω ($\lambda = 1,315\mu\text{m}$, $7 \times 10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$).

Le faisceau principal possède une tache focale irrégulière de $60\mu\text{m}$ de diamètre avec des points chauds comme le montre la figure 3.4. On obtient ainsi l'intensité maximale au niveau de ces points chauds donc sans lame de phase. Malgré la non-uniformité de la tache focale, il est possible de définir une intensité moyenne qui garde un sens physique. Avec lame de phase et, quelle que soit l'harmonique, la tache focale est une gaussienne de $100\mu\text{m}$ de diamètre car, pour chaque harmonique, nous avons une lame de phase permettant d'obtenir cette tache. La tache focale du faisceau auxiliaire est une tache rectangulaire de largeur 600 ou $900\mu\text{m}$ suivant l'expérience.

Le faisceau secondaire est utilisé afin de créer un plasma de couronne imitant les conditions de l'allumage par choc et le faisceau principal sert à générer un choc fort. Il est possible d'imposer un délai entre les deux faisceaux allant de 0 à 1200ps afin de faire varier l'épaisseur du plasma de couronne.

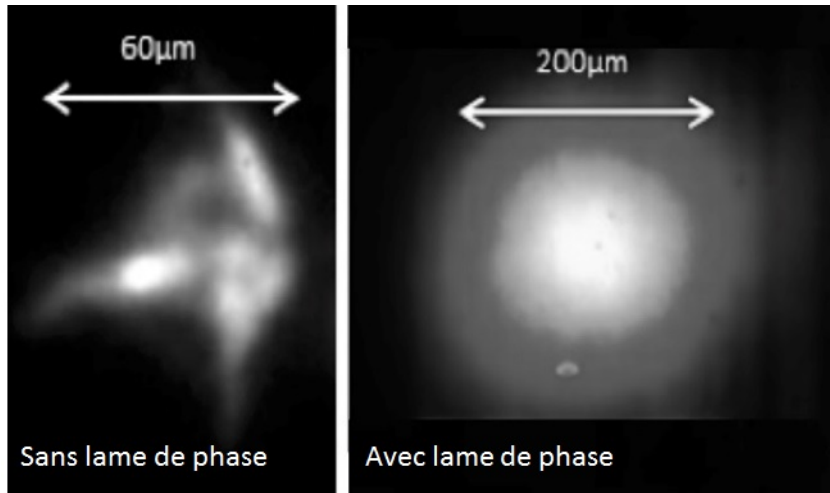


FIGURE 3.4 – Tache focale du faisceau principal à 3ω sans lame de phase (gauche) et avec (droite). Sans lame de phase, la tache focale est plus petite et possède plusieurs points chauds de haute intensité. Avec lame de phase, la tache focale a une allure gaussienne de $100\mu\text{m}$ de largeur à mi-hauteur

3.2.3 Cibles

Nous avons utilisé plusieurs types de cibles suivant l'expérience que nous avons réalisée. Néanmoins, à chaque fois, nous nous sommes servis de 25 μm de plastique comme matériau ablateur imitant l'ablateur des cibles de DT à faible Z. Le plastique utilisé était un plastique dopé au chlore nommé parylène-C ($\text{C}_8\text{H}_7\text{Cl}$). Ce plastique servait donc d'ablateur mais était aussi utilisé pour la spectroscopie de rayon X afin de déterminer la température du plasma de couronne.

Plusieurs épaisseurs de plastique ont été utilisées afin d'étudier son influence sur la population d'électrons chauds et sur la propagation du choc. En principe, le flux électronique devrait décroître exponentiellement avec l'épaisseur de plastique. L'épaisseur de plastique a été choisie afin de limiter les effets 2D dus à la faible dimension de la tache focale.

Ensuite, nous avons utilisé un ou deux traceurs K_α afin de caractériser la population d'électrons chauds : le cuivre dans un cas (5 μm) et le titane (10 μm) suivi du cuivre (10 μm) dans l'autre. Ces matériaux ont été utilisés car l'énergie nécessaire à la stimulation de l'émission de couche K était compatible avec l'énergie d'électrons chauds prévue par les simulations. Par ailleurs, ces matériaux ont aussi été choisis pour leur prix, leur facilité de fabrication et pour le fait que l'on avait les cristaux imageurs correspondants. Les épaisseurs ont été choisies afin d'obtenir un flux de photons K_α mesurable par nos diagnostics.

Enfin, dans une des deux expériences, nous avons aussi utilisé une couche d'aluminium d'épaisseur 25 μm avec, sur certains tirs, une marche de 10 μm d'aluminium supplémentaire pour la chronométrie de choc (l'aluminium est un matériau très connu pour les expériences de choc).

3.2.4 Diagnostics

Un grand nombre de diagnostics ont été installés pour cette expérience. Nous avons utilisé des diagnostics de choc, d'interaction laser-plasma mais aussi certains permettant de vérifier les conditions d'interaction afin de nous positionner par rapport aux conditions d'allumage par choc. Tous les diagnostics seront évoqués dans un premier temps, classé selon leur intérêt physique, avec des exemples de résultats mais seuls ceux dont nous nous sommes occupés seront détaillés, dans la partie suivante. Pour les autres, seuls les résultats, lorsqu'ils sont intéressants, seront évoqués.

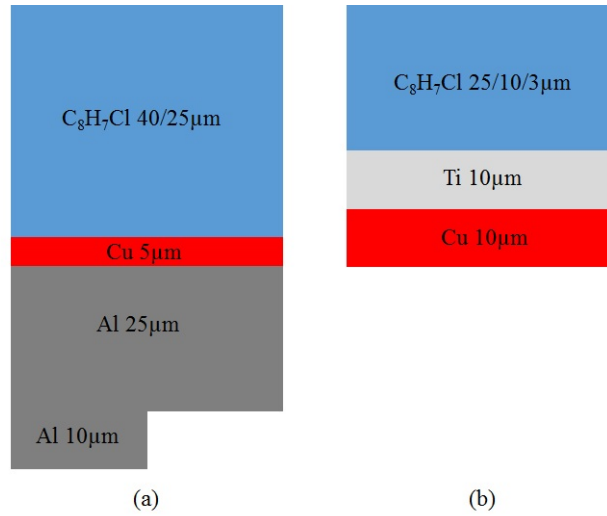


FIGURE 3.5 – Cibles utilisées à PALS lors des campagnes de 2012 (a) et 2014 (b). Pour chaque type de cible, nous avons plusieurs configurations possibles. Ainsi, pour la cible (a), il peut y avoir 40, 25 ou 0µm de C_8H_7Cl et il peut y avoir la marche de 10µm d'aluminium ou pas. Pour la cible (b), nous pouvons avoir 3 différentes épaisseurs de C_8H_7Cl : 25, 10 et 3µm.

3.2.4.1 Caractérisation du pré-plasma

- La densité du plasma créé par le faisceau auxiliaire est caractérisée par un dispositif interférométrique à 3 images (ou 3 délais différents) utilisant un faisceau de sonde doublé en fréquence ($\lambda=657nm$) (voir figure 3.6) [90, 91, 92],
- La température du plasma est estimée à l'aide d'un spectromètre à rayon-X utilisant un cristal sphérique de mica. Ce spectromètre était installé de telle sorte qu'il pouvait refléter une gamme spectrale allant de 3,5 à 4,5Å incluant ainsi les émissions des lignes H-like, He-like et Li-like provenant des ions chlore du plastique ablateur. Les résultats, obtenus par nos collègues M. Smid et O. Renner [93] (figure 3.7) montrent que l'on obtient une température du plasma de la cible de $750eV \pm 100eV$ à une densité de l'ordre de 40 à 100mg/cm³ lorsque l'on tir avec le faisceau principal. Ce diagnostic est intégré en temps et possède une résolution spatiale limitée (70µm) ce qui peut expliquer pourquoi elle semble être constante avec l'énergie alors qu'elle devrait plutôt avoir un comportement à la puissance 2/3. Comme le diagnostic est intégré en temps, la température mesurée est donc probablement inférieure à la température maximale réelle [93],

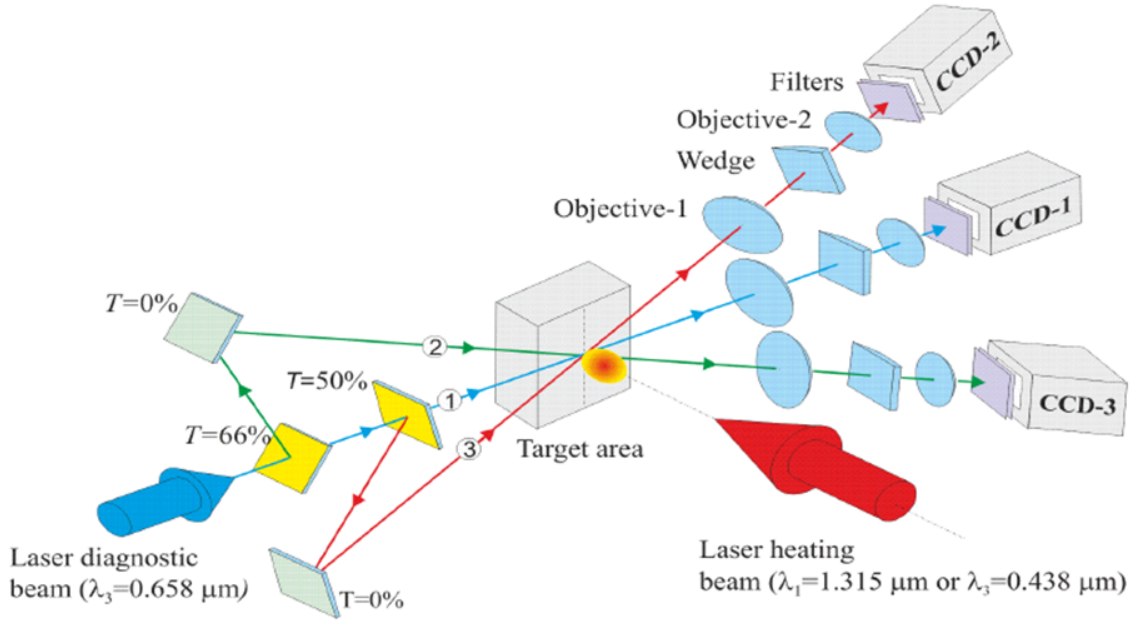


FIGURE 3.6 – Configuration expérimentale du dispositif interférométrique à 3 images

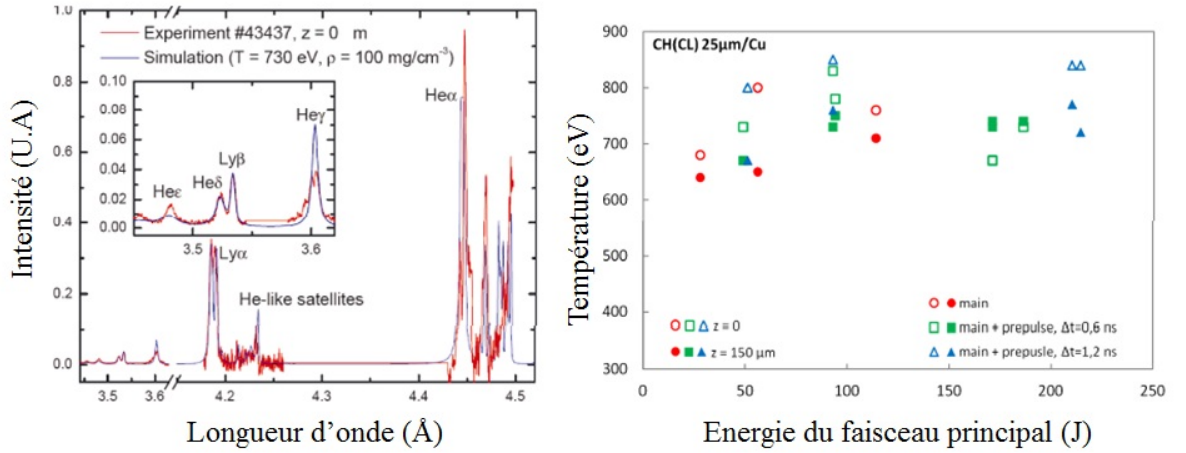


FIGURE 3.7 – Exemple de résultat obtenu par spectrométrie des ions du clore en face avant de la cible afin de déterminer la température du plasma de couronne par comparaisons avec des simulations théoriques réalisées à l'aide du code PrismSpect [94].

3.2.4.2 Caractérisation des instabilités paramétriques

- L'énergie rétrodiffusée était caractérisée à l'aide de spectroscopes et calorimètres collectant l'énergie provenant de la lentille de focalisation ($f/2$) [95, 96, 97],
- La radiation à $3/2\omega$ soit $\lambda = 292\text{nm}$ qui n'était pas transmise par la lentille

de focalisation était collectée et transmise à l'aide d'une fibre optique à un spectromètre dont on montre en figure 3.8 quelques résultats. La présence de TPD (Instabilité de deux plasmons ou *Two Plasmon Decay*) est une preuve que le laser atteint bien $n_c/4$ puisque c'est à cette densité que l'instabilité à lieu. L'émission TPD se sépare en deux de part et d'autre des harmoniques d'émission ($\omega/2$ et $3/2\omega$) comme on peut le voir sur les figures 3.8a et b. Cette séparation est liée à la structure des ondes plasmas produites par TPD avec un plasmon dit bleu et autre dit rouge. Quant au SRS (figure 3.9) il émet à la longueur d'onde [98] :

$$\lambda_{SRS} = \frac{\lambda_L}{1 - \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2} (1 + 3k^2\lambda_D^2)^{1/2}} \quad (3.26)$$

avec n_e la densité électronique, n_c la densité critique, λ_L la longueur d'onde laser, k le vecteur d'onde et λ_D la longueur de Debye du plasma. La diffusion Raman stimulée se déroule pour des densités électroniques inférieure à $n_c/4$. Il augmente lorsque le délai entre les deux faisceaux augmente donc lorsque la dimension du plasma de couronne augmente. On obtient ainsi, avec des mesures calorimétriques sur le même spectre, une énergie rétrodiffusée par SRS comprise entre 0,03% et 0,12% de l'énergie incidente [95, 96, 97].

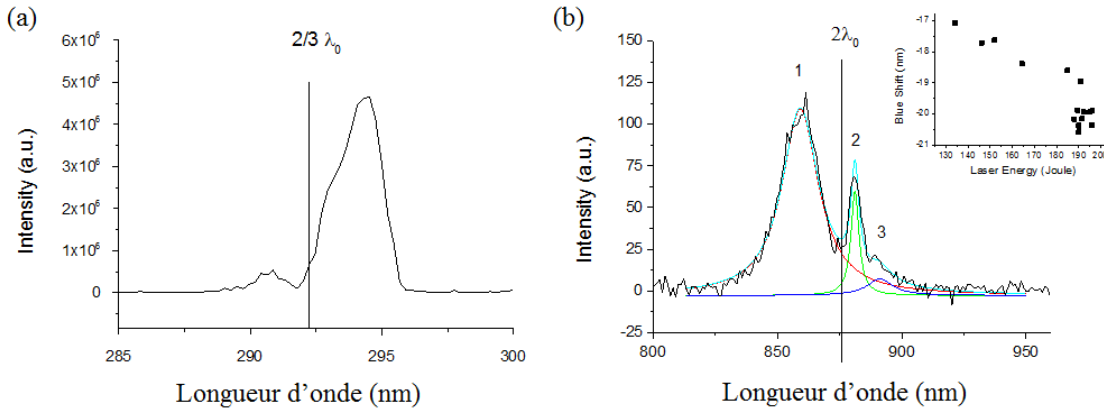


FIGURE 3.8 – Exemple de spectres TPD collectés lors d'une campagne expérimentale sur PALS à 3ω avec une intensité moyenne de $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Pour les deux harmoniques, on remarque qu'il y a une séparation du signal autour de la longueur d'onde centrale avec une partie dite rouge et une partie dite bleue. Dans le cas à $\omega/2$ (b), on voit trois pic avec le pic TPD bleu (1), un pic où l'on a superposition TPD/SRS (2) et un pic TPD seul (donc rouge).

- L'énergie non incluse dans le cône de la lentille était mesurée à l'aide de plusieurs calorimètres placés dans la chambre [95, 96, 97],

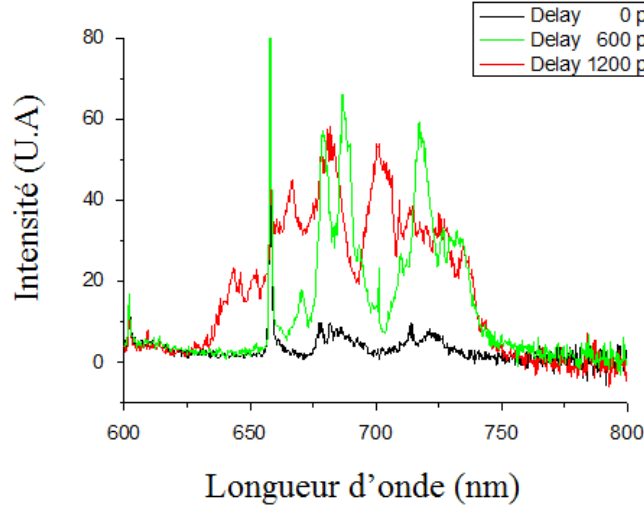


FIGURE 3.9 – Exemples de spectres SRS collecté lors d’une campagne expérimentale sur PALS à 3ω avec une intensité moyenne de $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Plusieurs cas ont été superposés avec des délais différents entre le faisceau principal et le faisceau secondaire afin d’étudier l’influence de ce dernier sur la croissance des instabilités.

3.2.4.3 Caractérisation de la population d’électrons chauds

- La population d’électrons chauds était caractérisée à l’aide de l’émission K_α des traceurs (Cu et Cu/Ti suivant l’expérience) en utilisant soit une caméra CCD fonctionnant en mode *single-hit* ou alors grâce à une imagerie 2D réalisée à l’aide de cristaux sphériques de quartz installés en mode image (211 pour le Cu et 330 pour le Ti) [95, 96, 97, 99, 100],
- Une série de collecteurs d’ions ont été installés autour de la cible à différents angles ainsi qu’un détecteur de SiC placé à 30° afin de détecter les ions rapides [90, 91, 92] comme le montre la figure 3.10 gauche. Ce diagnostic mesure l’évolution temporelle de la charge reçue par les collecteurs comme le montre la figure 3.10 droite dont on déduit la quantité d’énergie ionique. Ces résultats sont montrés dans la figure 3.11.

Ces mesures montrent que l’énergie des ions baisse lorsque l’on est en présence d’un plasma de couronne. Ainsi, l’énergie moyenne des ions passe de 270keV sans pré-impulsion à 90keV avec. Dans les deux cas, l’énergie totale des ions rapides représente moins de 1% de l’énergie totale des ions. Une estimation de la température des électrons chauds est possible à partir des mesures ioniques en utilisant la relation $E_i/A = aT_e$ avec E_i l’énergie moyenne des ions, A le nombre de masse et T_e la température électronique que l’on souhaite me-

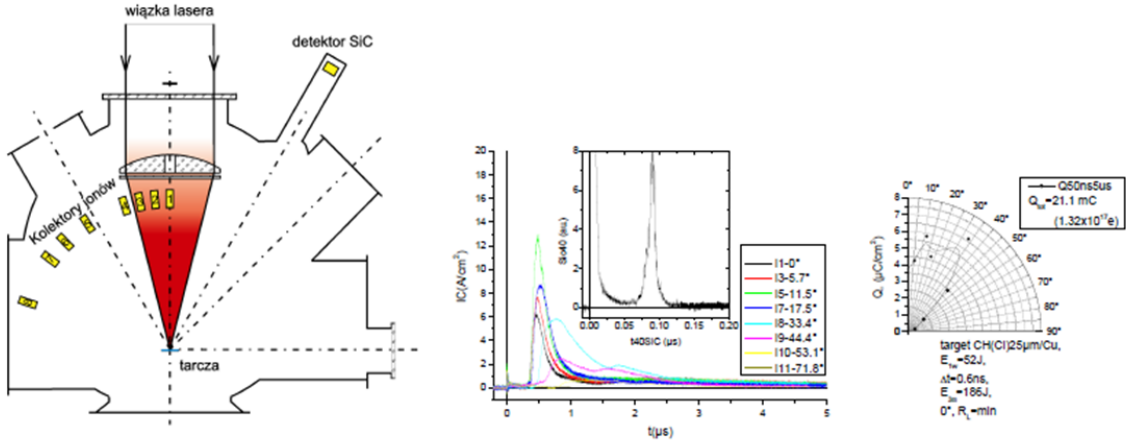


FIGURE 3.10 – *Gauche* : Schéma représentant la configuration expérimentale des collecteurs d'ions pour les ions lents et le détecteur de SiC pour les ions rapides. *Droite* : Exemple de signaux issus des 8 collecteurs d'ions placés à différents angles par rapport à la normale et du détecteur SiC ainsi que la distribution angulaire des ions produits par un plasma généré lui même pas le faisceau secondaire avec une énergie de 51J et une faisceau principal décallé de 0,6ns avec une énergie de 186J. Q_{tot} représente la charge totale des ions.

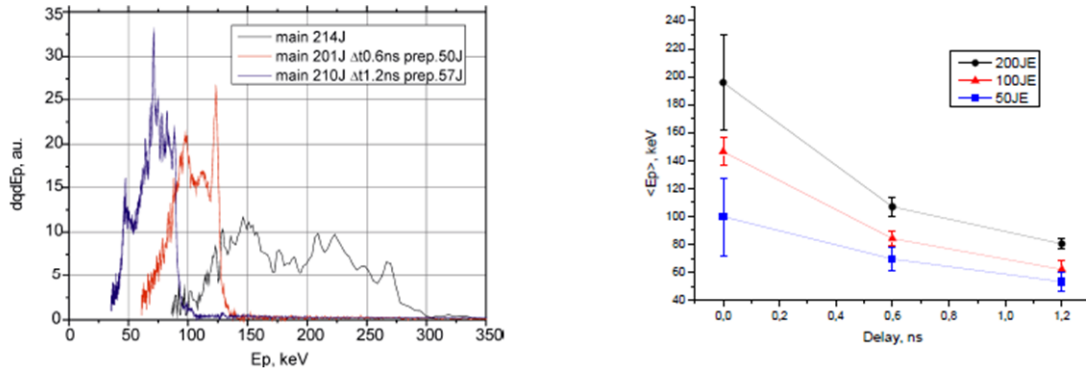


FIGURE 3.11 – *Gauche* : Spectre énergétique des ions rapides (protons) émis d'un plasma par le faisceau principal avec le faisceau secondaires pour des délais de 0,6 et 1,2ns. *Droite* : Énergie moyenne des ions rapides mesurés par les détecteurs SiC en fonction du délai entre le faisceau secondaire ($E_{\text{secondaire}}=50\text{J}$ et le faisceau principal (pour $\Delta t=0$, $E_{\text{secondaire}}=0\text{J}$).

sur. En choisissant $a=4,5$ [101, 102] déterminé par comparaison des calculs théoriques réalisés avec le code LASNEX [103, 104] et une série d'expériences [101]. Avec une énergie du faisceau principal de 200J, l'énergie moyenne des protons varie entre 80-110keV (avec faisceau secondaire) et 200keV (sans faisceau

secondaire) et la température électronique serait comprise entre 20 et 50keV. Ceci représente une première estimation de la température des électrons chauds.

3.2.4.4 Caractérisation du choc

- La pression du choc était estimée à l'aide de l'émission propre en face arrière qui était collectée à l'aide d'un dispositif optique simple composé de deux lentilles qui imageaient la face arrière de la cible sur la fente d'une caméra à balayage de fente. Cette mesure était réalisée par rapport à une référence temporelle fixe nommée *fiducial* qui prélevait une petite partie du faisceau principal incident avant son arrivée dans la chambre. Le fiducial est transporté dans l'air puis injecté dans une fibre optique afin de la placer au niveau de la fente (ou *slit*). Le *fiducial* sert de référence temporelle nous permettant, grâce à un tir de référence sans cible, de mesurer le temps que met le choc pour traverser la cible. Plus de détails sur cette mesure sont données dans la partie 3.3.4.1. Les résultats étaient ensuite reproduits grâce à des simulations à l'aide des codes hydrodynamiques DUED [105] et CHIC [106] afin d'estimer la pression d'ablation maximale [95, 96, 97, 99]. Cette méthode est classiquement utilisée pour évaluer les pressions d'ablation qui ne sont pas mesurable directement par les outils et la technologie existente. Elle nécessite un travail préalable de validation de code dans des conditions maîtrisées (cibles simples avec matériaux connus comme l'aluminium).
- La quantité d'énergie diffusée hors du cône de la lentille était estimée sur quelques tirs à l'aide d'une sphère intégratrice.

La plupart des résultats présentés ici sont tous disponibles dans les références données ci-dessus avec, pour un certain nombre, beaucoup plus de détails tant au niveau théorique qu'au niveau expérimental. Comme nous ne nous sommes personnellement chargés que d'une partie de ces diagnostics, nous nous contenterons ici d'explicitier des diagnostics dont nous avons la charge et nous utiliserons les résultats dans leur globalité renvoyant le lecteur aux références pour obtenir des détails sur les autres diagnostics.

3.3 Résultats expérimentaux

Durant les deux expériences que nous avons réalisées à PALS, quatre grands groupes de diagnostics ont été utilisés. Chaque groupe étudiait un aspect de la physique mise en jeu ce qui a permis de caractériser :

1. les conditions physiques du plasma
2. les instabilités paramétriques
3. la population d'électrons chauds
4. le choc se propageant dans la cible

Notre groupe s'est occupé des deux derniers. Pour ma part, je me suis occupé de la mise en oeuvre expérimentale des mesures K_α et des mesures SOP, de leur traitement, leur analyse ainsi que l'analyse des résultats dans leur ensemble avec les autres acteurs des campagnes expérimentales.

3.3.1 Caractérisation du préplasma

Le profil de densité du plasma de couronne est mesuré à plusieurs reprises après l'arrivée du faisceau secondaire sur la cible. L'origine des temps est prise au moment du maximum d'intensité du faisceau secondaire. Les mesures interférométriques permettent d'estimer l'épaisseur du plasma au niveau de la densité de 10^{19}cm^{-3} dont des exemples de données sont montrés aux figures 3.12 et 3.13 et dont les résultats sont présentés sur la figure 3.14. Ils montrent que l'épaisseur du pré-plasma de couronne grandit linéairement avec le temps pour atteindre un maximum de 0,7mm pour 1200ps *i.e.* lorsque le faisceau principal arrive sur la cible. Comme les régions de plus forte densité ne sont pas accessibles à ce diagnostic, la longueur caractéristique des densités électroniques à l'intérieur du pré-plasma, notée L_n , est estimée à l'aide de simulations hydrodynamiques où on suppose un profil exponentiel décroissant (de longueur caractéristique L_n donc $\propto e^{x/L_n}$). Cette longueur caractéristique croît aussi avec le temps. Ainsi, pour $n_c/10$ (resp. $n_c/4$), n_c représentant la densité critique, la longueur caractéristique croît de 20 μm (resp. 4 μm) pour $t=255\text{ps}$ à 65 μm (resp. 25 μm) pour $t=1155\text{ps}$. La figure 3.14 permet de mesurer la vitesse acoustique et d'en déduire un ordre de grandeur de la température électronique.

En effet, l'expansion du plasma peut être modélisée par la solution auto-semblable :

$$n_e(X, t) = n_{cr} \exp\left(-\frac{X - X_{cr}}{c_s t}\right) \quad (3.27)$$

avec

$$V(X, t) = c_s + \frac{X - X_{cr}}{t} \quad (3.28)$$

on obtient donc :

$$V(X, t) = c_s \left(1 + \ln\left(\frac{n_{cr}}{n_e}\right)\right) \quad (3.29)$$

or, la mesure de la vitesse se réalise à la densité 10^{19}cm^{-3} soit 100 fois moins que la densité critique. Donc, ce que nous mesurons sur la figure 3.14 nous mesurons environ $5,6 \times c_s$. Or, nous avons :

$$C_s(\text{cm/s}) = 9,79 \times 10^5 (\gamma Z T_e / \mu)^{1/2} \quad (3.30)$$

avec γ le coefficient de Laplace des gaz parfaits, Z le numéro atomique moyen, T_e la température électronique en eV et $\mu = m_i / m_p$ soit le rapport de la masse des ions sur la masse des protons. On trouve alors une vitesse ionique du son de $1,12 \times 10^7 \text{cm/s}$ ce qui donne une température électronique d'environ 200eV. Plus de détails sur cette mesure sont présentés dans [90, 91, 92].

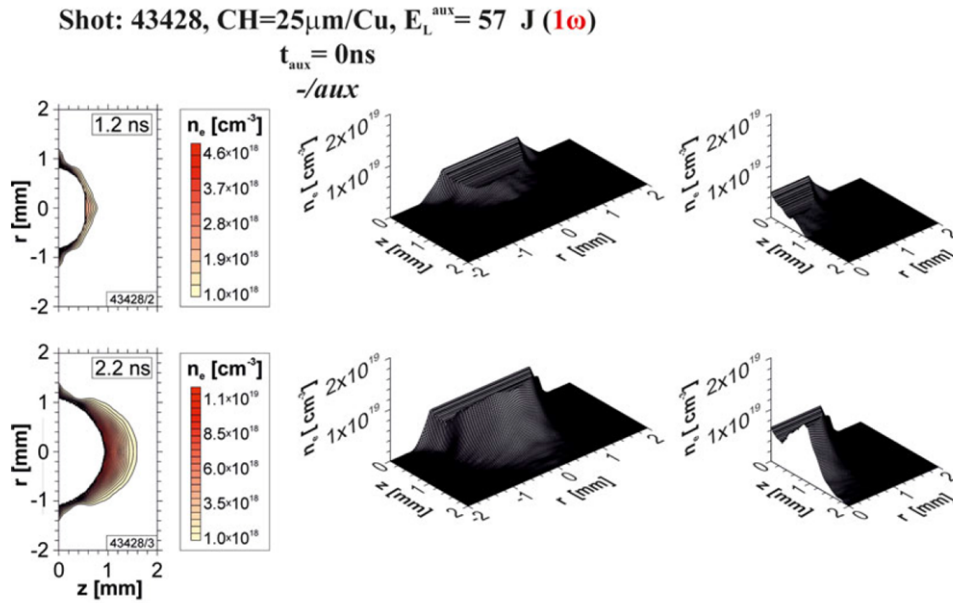


FIGURE 3.12 – Diagramme des isodensités électroniques et des profils spatiaux lors d'un tir sur 25 μm de parylène-C suivi de 1mm Cu avec le faisceau secondaire seulement ($E_{\text{secondaire}} = 57\text{J}$) pour des temps de 1,2ns et 2,2ns[90].

La température du pré-plasma est estimée à l'aide de la mesure du spectre d'émission X compris entre 4,42 à 4,52 \AA obtenu grâce à l'illumination de la cible par le faisceau secondaire uniquement (des tirs étaient donc dédiés à cette mesure). Les spectres obtenus permettaient de voir clairement les lignes He_α du chlore contenu dans l'ablateur de plastique. Ces spectres étaient ensuite comparés avec des spectres théoriques obtenus à partir de calculs utilisant le code PrismSpect [94]. Le meilleur accord est obtenu pour une température du plasma de couronne de l'ordre de 175eV (donc sans faisceau principal) et une température du plasma de couronne de 750eV

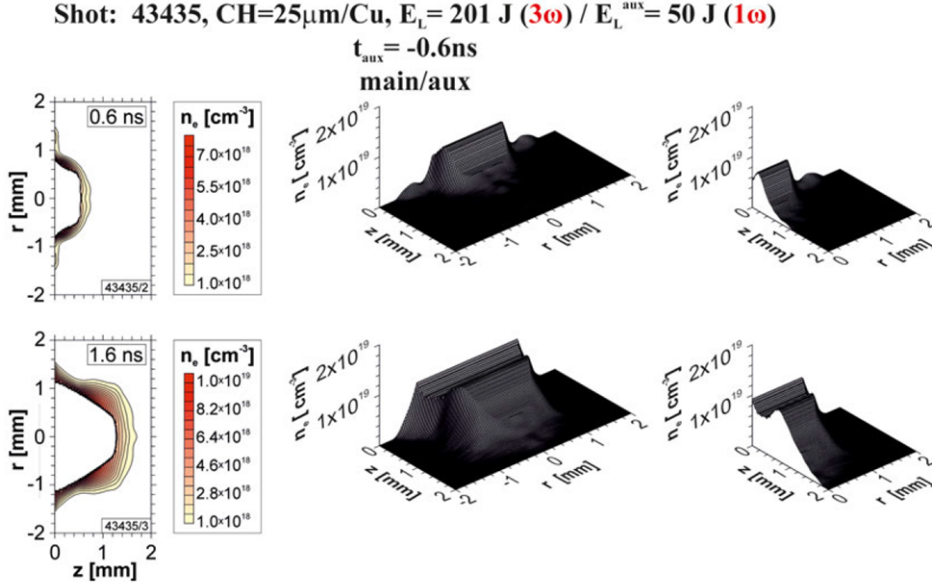


FIGURE 3.13 – Diagramme des isodensités électroniques et des profils spatiaux lors d'un tir sur 25 μ m de parylène-C suivi de 1mm Cu avec un délai entre le faisceau secondaire ($E_{secondaire}=50$ J) et le faisceau principal à 3 ω ($E_{principal}=50$ J) de 0,6ns pour des temps de 0,6ns et 1,6ns après l'arrivée du faisceau principal [90].

en présence du faisceau principal. Un modèle simple 1D [107] donne :

$$T(\text{eV}) = 10^{-6} (I(\text{W}/\text{cm}^2) \times \lambda^2(\mu\text{m}))^{2/3} \quad (3.31)$$

donc, dans le cas du pré-plasma seul (*i.e.* $I=7 \times 10^{13}$ et $\lambda=1,314\mu\text{m}$), on obtient 2,44keV et dans le cas en présence du faisceau principal (*i.e.* $I=5 \times 10^{15}$ et $\lambda=0,438\mu\text{m}$), on obtient 9,7keV. Les valeurs obtenues expérimentalement sont donc largement inférieures à celles obtenues par le modèle 1D ce qui s'explique par les effets 2D dus au fort transport latéral. Néanmoins, les données obtenues par spectroscopie sous estiment forcément les vrais valeurs dans la mesure où, dans les conditions expérimentales, nous n'avons pas de résolution temporelle et la résolution spatiale n'était que de 50 μm . Les valeurs expérimentales sont donc largement moyennées spatialement et temporellement.

Ces résultats montrent clairement que nous ne sommes pas totalement dans les conditions de l'allumage par choc dans la mesure où, dans ce cas, le plasma de couronne est millimétrique et sa température est de l'ordre de 2-4keV. Or, ces résultats ont été obtenus avec une tache focale du faisceau auxiliaire de 900 μm d'où la décision d'utiliser une autre lame de phase afin d'obtenir une tache focale plus petite pour la deuxième campagne expérimentale (de diamètre 300 μm). Néanmoins, à cause de l'angle d'incidence de 30° du faisceau auxiliaire, il n'était pas possible de mesurer avec

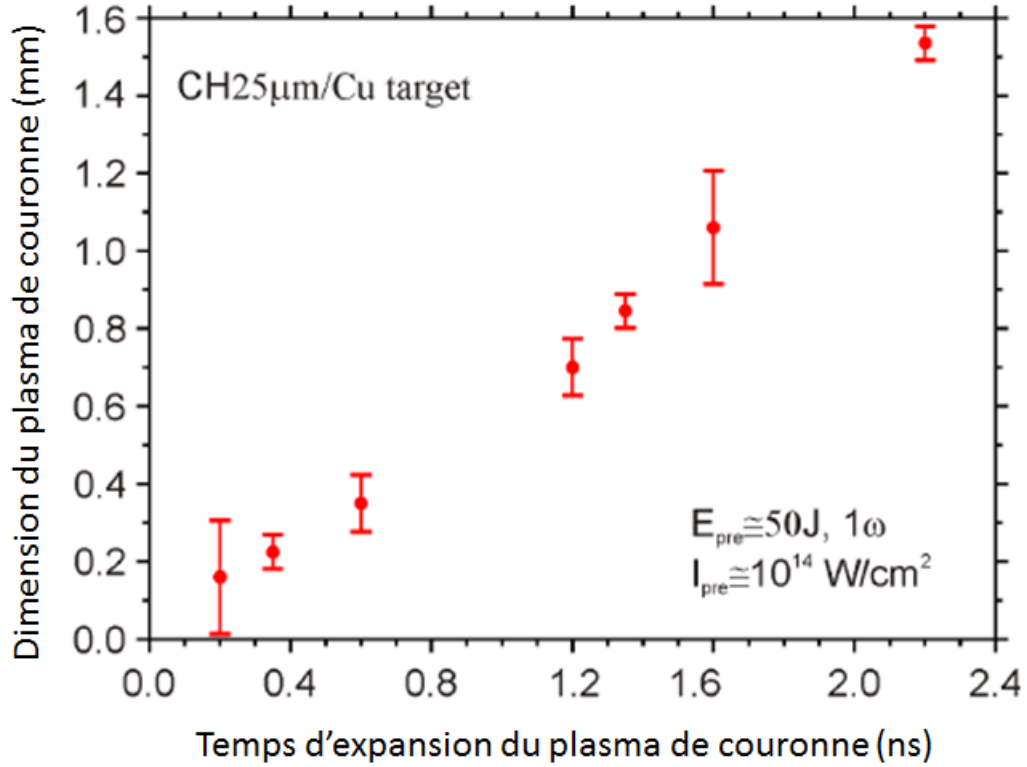


FIGURE 3.14 – Évolution de l'épaisseur du plasma de couronne en fonction du temps d'expansion au niveau d'une densité électronique de 10^{19}cm^{-3} .

précision cette tache et aucune imagerie n'a pu être faite de ce tache, contrairement à la tache focale du faisceau principal de la figure 3.4.

3.3.2 Caractérisation des instabilités paramétriques

L'estimation de la quantité d'énergie diffusée à cause des instabilités paramétriques est réalisée à l'aide de calorimètres mesurant l'énergie reflétée dans deux domaines spectraux (cf figure 3.17) : une proche de la longueur d'onde du laser (438nm) et l'autre au-dessus de 550nm. Lorsque la lame de phase était installée, la quantité totale d'énergie rétrodiffusée dans le cône de la lentille est comprise entre 2 et 7% de l'énergie laser incidente (voir figure 3.15). Cette énergie rétrodiffusée est principalement de la longueur d'onde du faisceau principal ce qui inclut la diffusion Brillouin stimulée (SBS) et la lumière laser réfléchiée au niveau de la densité critique.

La quantité d'énergie due à la diffusion Raman stimulée (SRS) est très faible, comprise entre 0,03% et 0,12% de l'énergie laser (cf. figure 3.16). De manière générale, toutes ces énergies augmentent avec le délai entre les deux faisceaux ce qui est lo-

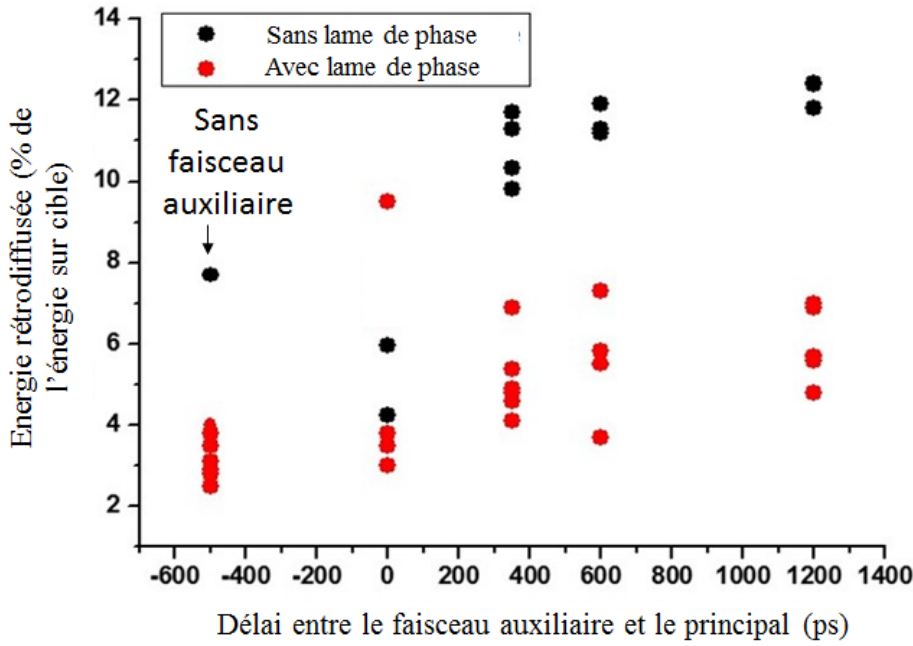


FIGURE 3.15 – Pourcentage d'énergie rétrodiffusée en fonction du délai entre le faisceau auxiliaire et principal

gique dans la mesure où les instabilités sont d'autant plus présentes que la distance caractéristique du plasma de couronne est grand, en supposant un profil exponentiel décroissant, comme précédemment.

Lorsque la lame de phase est retirée, on observe les mêmes tendances à la différence que toutes les grandeurs sont deux fois plus importantes. Ceci est en partie dû à l'augmentation de l'intensité laser causée par la diminution de la tache focale (la tache focale sans lame de phase mesure $60\mu\text{m}$ de diamètre au lieu de $100\mu\text{m}$ comme le montre la figure 3.4). Par ailleurs, l'absence de lame de phase fait que la tache focale est très non-uniforme ce qui augmente considérablement l'absorption non-linéaire. D'ailleurs, sans lame de phase, les résultats expérimentaux présentent des fluctuations beaucoup plus grandes ce qui corrobore bien l'idée d'une augmentation de l'interaction non-linéaire.

Une caractérisation spectrale de l'émission Raman et l'instabilité deux plasmons (TPD) ont aussi été réalisées à l'aide de deux spectromètres Vis-IR. La diffusion Raman stimulée peut émettre dans un spectre allant de $\omega_0/2$ jusqu'à ω_0 soit des longueurs d'onde allant de 876nm à 438nm dans notre cas. Les résultats montrent que la largeur du signal ainsi que la longueur d'onde de coupure augmentent avec le délai entre les deux faisceaux. Ainsi, la largeur du spectre passe de 10 à 50nm

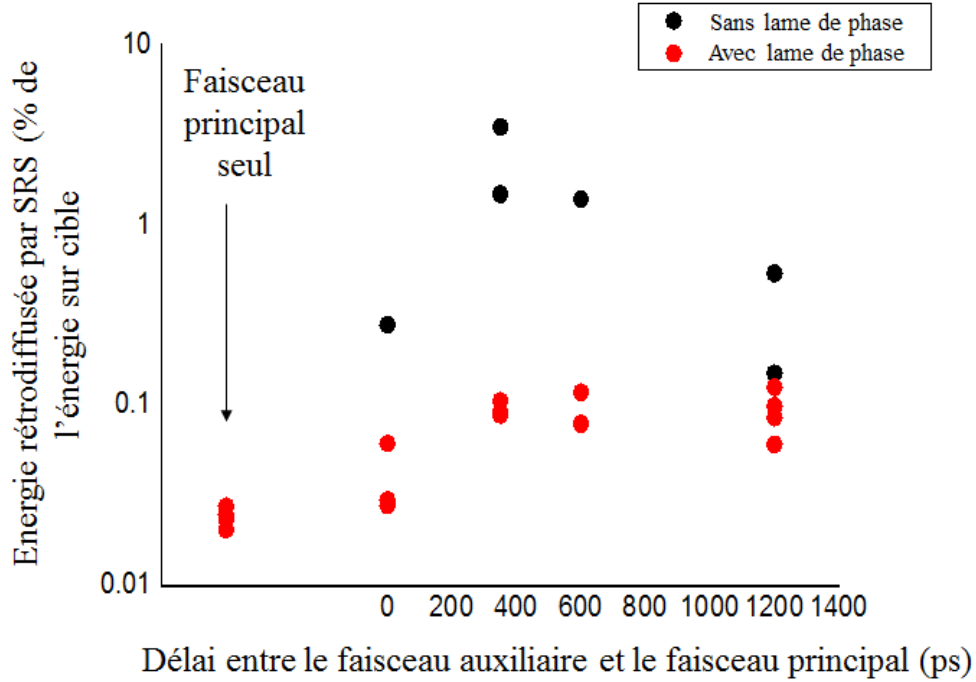


FIGURE 3.16 – Pourcentage d’énergie rétrodiffusée par SRS en fonction du délai entre le faisceau auxiliaire et principal

et la longueur d’onde de coupure de 700 à 740nm. Une signature du TPD a aussi été détectée à $3/2\omega_0$ soit $\lambda=292\text{nm}$ comme le montre la figure 3.8 (spectromètre et calorimètre UltraViolet).

Enfin, une sphère intégratrice calibrée en absolu dont le signal était ensuite envoyé sur un calorimètre et un spectromètre ont permis de mesurer l’énergie diffusée hors du cône de la lentille de focalisation. En effet, sur plusieurs tir, nous avons inséré la cible à l’intérieur d’une sphère métallique ne laissant passer que les faisceaux lasers, un calorimètre et un spectromètre calibrés, les autres diagnostics ne pouvant donc pas fonctionner (sauf ceux d’énergie rétrodiffusée). Ce montage (cf. figure 3.18) permettait d’évaluer la quantité d’énergie reflétée à l’extérieur du cône de la lentille. Les résultats montrent que cette énergie représente entre 20 et 30% de l’énergie laser totale.

Pour les tirs effectués en première harmonique, les premiers résultats montrent que la quantité d’énergie rétrodiffusée est multipliée par deux par rapport au cas triplé en fréquence.

La mesure de l’énergie rétrodiffusée hors du cône de la lentille de focalisation complète les mesures dans le cône. En effet, elle permet d’avoir une estimation plus précise de l’énergie absorbée par la cible. Ainsi, grâce à cette mesure, nous avons pu

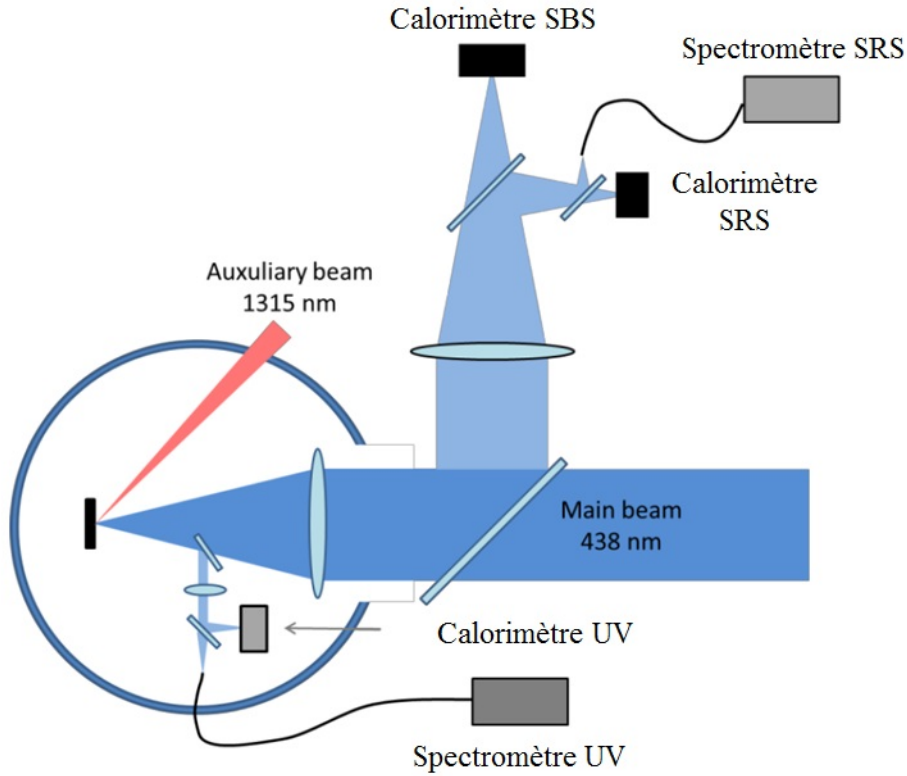


FIGURE 3.17 – Schéma expérimental utilisé pour la mesure des instabilités paramétriques

comprendre où allait l'énergie et nous avons pu valider les résultats des simulations hydrodynamiques.

3.3.3 Caractérisation de la population d'électrons chauds

La population d'électrons chauds était détectée à l'aide plusieurs mesures d'émission de raie K_α . La première était une caméra CCD configurée en mode *single-photon counting* ainsi que deux cristaux imageurs de la K_α du cuivre et parfois de la K_α du titane. Les données de configurations des deux cristaux imageurs sont présentées dans la table 2.1 p.42.

Les imageurs permettent d'obtenir des résultats bruts comme sur l'image 2.5p.46. Le profil de cette image a été pris dans la direction verticale qui ne souffrait pas de distorsions dues à l'angle d'observation du cristal par rapport à la normale. La taille de ce point est de l'ordre de $150\mu\text{m}$ pour toutes les images obtenues ce qui provient de la divergence du faisceau d'électron suprathermique de plus faible énergie. En effet, les électrons moins énergétique du faisceau divergent augmentant ainsi la dimension

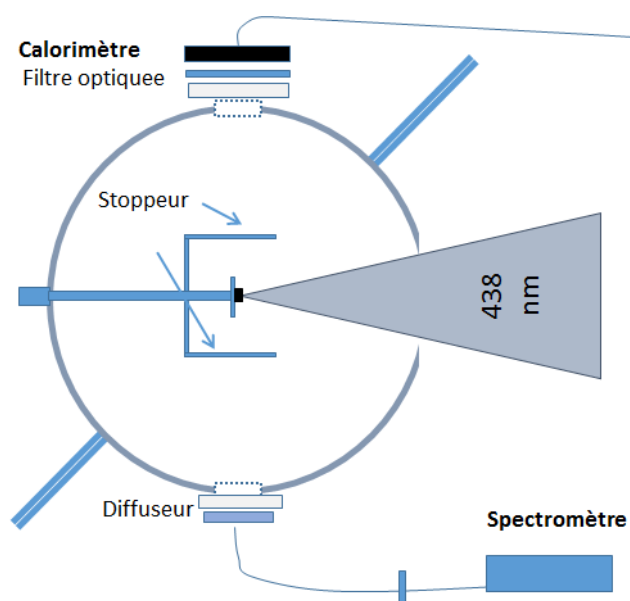


FIGURE 3.18 – Montage expérimentale de la sphère intégratrice

du faisceau mais cela ne se traduit pas par une signal K_α beaucoup plus grand que la dimension de la tache focale dans la mesure où les électrons situés sur les parties latérales du faisceau auront une énergie trop faible pour traverser le matériaux et/ou stimuler l'émission de raie K du ou des traceur(s).

3.3.3.1 Signal K_α

Le développement et le traitement des films a permis de réaliser une première étude basique de l'influence de l'énergie sur le signal K_α qui est présentée à la figure 3.19 où on voit que le signal K_α augmente avec l'énergie laser incidente tout comme la largeur à mi-hauteur du signal qui reste comparable à la largeur à mi-hauteur de la tache focale laser qui est de $100\mu\text{m}$. Concernant la largeur du signal, cela peut s'expliquer par le fait que, avec un flux plus important, les pertes latérales dues à la divergence du faisceaux d'électrons sont plus importantes et les électrons suprathermiques latéraux seront plus nombreux et élargiront la source de photons K_α . Néanmoins, les résultats sont trop dispersés pour en extraire une loi générale.

3.3.3.2 Analyse des données

Plusieurs analyses des données ont été réalisées et sont explicitées dans le chapitre 2 dans la section 2.1.4. Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence de l'épaisseur de plastique sur le signal K_α lors des deux expériences. Les résultats sont

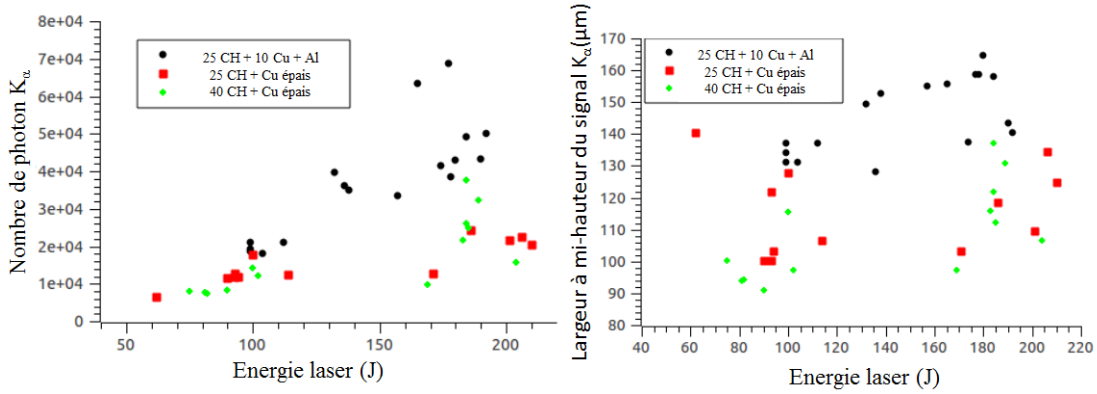


FIGURE 3.19 – Évolution du nombre de photons K_α et de la largeur à mi-hauteur du signal K_α en fonction de l'énergie laser incidente pour un faisceau principal à 3ω .

présentés sur les figures 3.20 et 3.21.

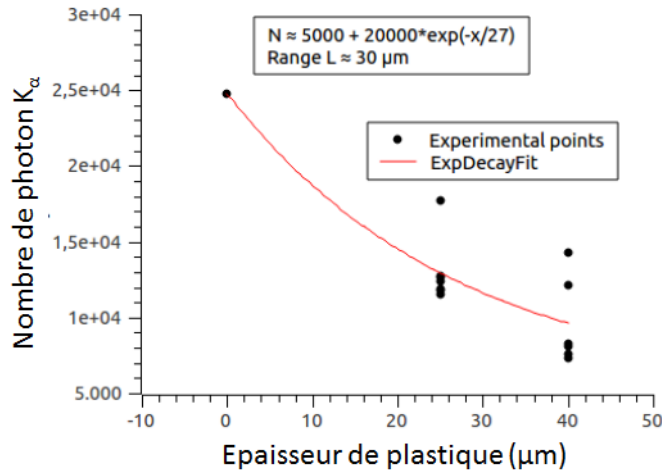


FIGURE 3.20 – Évolution du nombre de photons K_α en fonction de l'épaisseur de plastique lors de la première campagne expérimentale sur PALS à 3ω .

Lors de la première expérience (figure 3.20) *i.e.* avec la cible de la figure 3.5a donc avec un seul traceur de cuivre et à 3ω , nous avons bien une décroissance exponentielle du signal K_α en fonction de l'épaisseur que l'on a donc pu représenter avec une fonction de la forme de l'équation 2.12 que l'on rappelle :

$$N(x) = a + b \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (3.32)$$

avec N le nombre de photon, x l'épaisseur de plastique et L la longueur caractéristique, a et b sont des paramètres libres. a représente le bruit présent sur le film. Les résultats

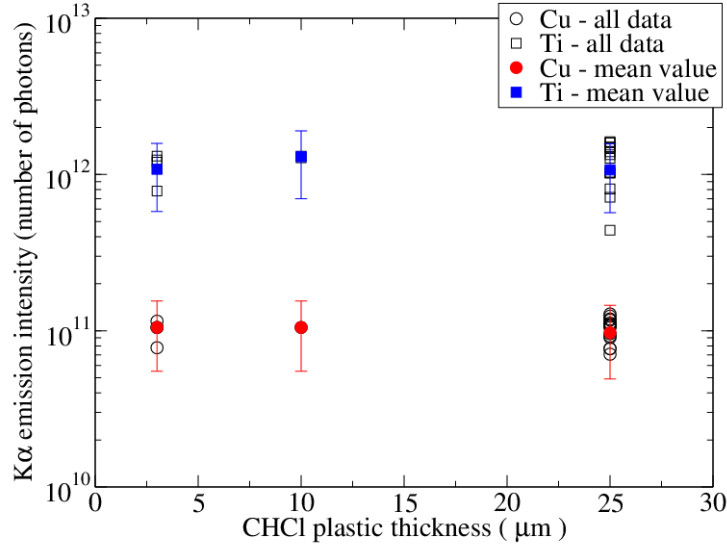


FIGURE 3.21 – Evolution du nombre de photons K_α en fonction de l'épaisseur de plastique pour 200J à 3ω .

montrent que l'on trouve une longueur caractéristique de la forme :

$$L \simeq 27 \pm 8 \mu\text{m} \quad (3.33)$$

ce qui correspond à une énergie électronique moyenne :

$$E_0 \simeq 50 \pm 10 \text{keV} \quad (3.34)$$

l'hypothèse d'une distribution mono-énergétique des électrons à la place d'une modélisation plus réaliste n'altère que très peu le résultat final. En effet, la contribution la plus significative de l'émission K_α provient des 10 premiers microns de la couche de cuivre à cause de la réabsorption des photons K_α provenant des régions plus profondes. Ainsi, les électrons chauds plus énergétiques auront peu d'influence et n'introduiront pas une grande erreur sur le résultat avec l'hypothèse monoénergétique. En prenant en compte le flux de photons K_α et l'hypothèse d'un flux monoénergétique de 50keV, le taux de conversion de l'énergie laser en électrons suprathermiques est estimé dans ce cas à $0,1 \pm 0,02\%$. L'analyse des données a aussi été réalisée à l'aide du code Monte-Carlo GEANT4+PENELOPE et le résultat est présenté sur la figure 3.22 et donnent une température moyenne qui vaut :

$$T_h \simeq 28 \pm 8 \text{keV} \quad (3.35)$$

Ces deux résultats sont cohérents dans la mesure d'un côté, on mesure une énergie moyenne avec une hypothèse monoénergétique et de l'autre une température de distri-

bution exponentielle pouvant laisser apparaître des électrons plus énergétiques (jusqu'à 3 à 4 fois la température moyenne). Ainsi, dans les deux cas, la température des électrons chauds mesurée reste largement inférieure à 100keV et nous sommes loin des températures électroniques menaçantes pour l'allumage par choc.

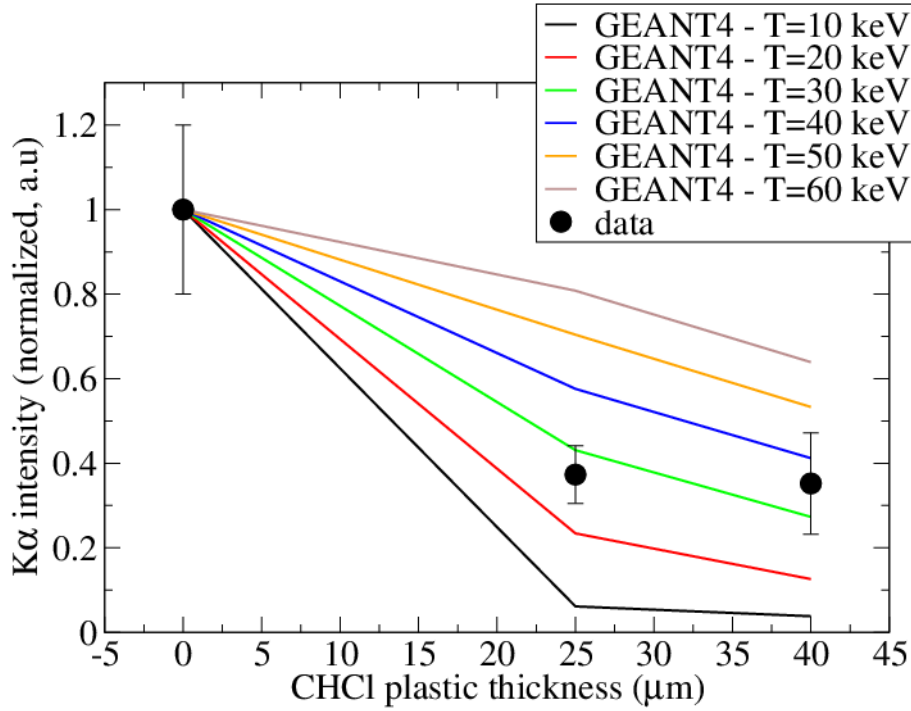


FIGURE 3.22 – Comparaison entre les données expérimentale et les données issues des simulations réalisées à l'aide du code Monte-Carlo GEANT4.

Lors de la deuxième expérience, *i.e.* avec la cible de la figure 3.5b donc avec deux traceurs (titane et cuivre) à 3ω et 1ω , le flux de photons K_α était peu sensible à l'épaisseur de plastique comme on peut le voir sur la figure 3.21 rendant impossible le traitement des données par cette méthode. Par ailleurs, à 1ω , il a été très difficile d'obtenir des résultats sur les deux traceurs d'autant plus que le bruit était beaucoup plus intense.

Néanmoins, le ratio du signal K_α du titane sur le K_α du cuivre était, lui, très sensible à l'énergie des électrons. Nous avons donc comparé les données expérimentales du rapport des signaux K_α avec les résultats des simulations sur la figure 3.23.

Les résultats finaux sont rassemblés dans la table 3.1. La température des électrons chauds obtenus semble, en apparence, décroître avec l'épaisseur de la couche de plastique. Cette tendance n'a rien de physique d'autant plus que, si l'on prend en compte les barres d'erreurs, les valeurs des températures se recourent, on peut donc raison-

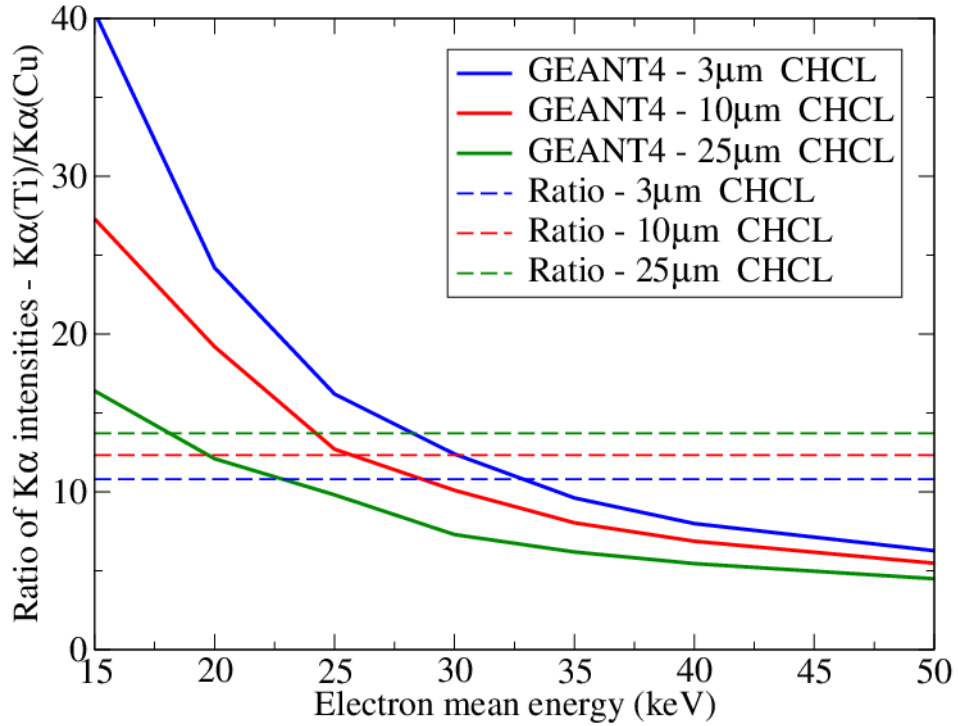


FIGURE 3.23 – Comparaison entre les données issues des simulations GEANT4 avec les résultats expérimentaux à 3ω . (Dans un souci de clarté, les barres d'erreur ne sont pas représentées mais sont bien prises en compte dans le résultat final)

nablement considérer la moyenne de tous ces résultats. En ce qui concerne l'influence du faisceau secondaire et donc d'un plasma de couronne, les données ne permettent pas de statuer sur son influence. En effet, les données montrent une augmentation de la température des électrons chauds comprise entre 0 et 20%, trop peu précis pour être relevé.

Épaisseur de plastique	T(keV)	$\eta(\%)$
3 μm	$31,5 \pm 9,5$	$0,45 \pm 0,3$
10 μm	$25,5 \pm 7,7$	$0,75 \pm 0,4$
25 μm sans faisceau secondaire	$18,0 \pm 5,4$	$1,05 \pm 0,5$
25 μm avec faisceau secondaire	$19,0 \pm 5,7$	$1,1 \pm 0,5$
Moyenne	$25,3 \pm 7,6$	$0,73 \pm 0,4$

TABLE 3.1 – Température moyenne (T) et taux de conversion de l'énergie laser incidente en électrons chauds (η) lors de la 2ème campagne expérimentale sur PALS à 3ω .

Les résultats obtenus à 3ω tendent donc à donner une température des électrons

chauds de l'ordre de 30 à 50keV avec un taux de conversion inférieur à 1%. Les températures obtenues sont donc relativement faibles et le taux de conversion aussi. On est donc bien dans un cas où le préchauffage dû à ces électrons dans le cadre de l'allumage par choc ne serait pas un problème. Ces résultats à 3ω sont en accord avec les expériences qui ont déjà été réalisées dans des conditions lasers proches comme OMEGA où ils ont obtenu 30keV [41] ainsi qu'avec les simulations PIC où l'on obtient entre 20 et 40keV [42].

Afin d'augmenter la quantité d'électrons chauds produits, nous avons réalisé une campagne expérimentale en changeant les conditions lasers : nous avons effectué des tirs à 1ω avec une tache focale similaire voire un peu plus petite (nous avons mesuré un diamètre de 60 μ m au lieu des 100 μ m attendus) et avec une énergie plus élevée (500J au lieu de 200). Les résultats n'ont jusqu'alors pas été concluant.

Tout d'abord, en se plaçant à cette longueur d'onde, la mise en oeuvre expérimentale était beaucoup plus délicate car elle nécessitait un blindage renforcé des outils de détection à cause du très haut niveau de bruit. De plus, aucun signal K_α n'a été détecté pour le traceur de cuivre laissant croire que les électrons chauds n'étaient pas assez énergétique pour traverser la couche de 10 μ m de titane et que leur énergie était donc inférieure à 5keV. Néanmoins, d'autres raisons peuvent expliquer cela, tout d'abord, l'angle solide vu par le cristal de cuivre était trop faible et/ou l'épaisseur que devait traverser les photons K_α , dans la configuration expérimentale (l'épaisseur de Ti ainsi que le plastique comprimé) était trop grande pour qu'un signal suffisant arrive sur le cristal. Afin de vérifier l'alignement du diagnostic qui est très sensible, nous avons retourné les cibles afin de voir si nous avions du signal sur le détecteur K_α du cuivre ce qui était le cas. La faible dimension de la tache focale peut aussi expliquer, en partie, le peu de signal mais nous n'avons pas été en mesure d'expliquer avec précision les raisons de cette absence de signal ni la non-décroissance du signal K_α avec l'épaisseur de plastique lorsque l'on avait deux traceurs.

Néanmoins, lors d'une autre campagne expérimentale réalisée sur la même installation laser, avec le même plastique mais avec seulement 200J, les résultats ont donné une température d'électrons chauds de 29keV(-5/+18) avec le faisceau secondaire et 29keV(-4/+8) sans. Cependant d'autres campagnes expérimentales seront nécessaires afin de clarifier ces données. Il sera nécessaire de dimensionner en amont les cibles à l'aide du code GEANT4 et de choisir le ou les traceurs afin de s'assurer d'avoir du signal pour tous.

3.3.4 Caractérisation du choc

3.3.4.1 Résultats expérimentaux

Une autre grandeur est aussi mesurée lors de ces campagnes expérimentales : le temps de débouché de choc soit le temps nécessaire au choc pour traverser la cible. Cette mesure est possible en collectant l'émission propre du choc lorsqu'il arrive en face arrière des cibles. Un exemple d'image obtenue est montré sur la figure 3.24. Afin de se prémunir de tout problème de *jitter* du laser, une petite partie du faisceau incident est prélevée au moyen d'une lame séparatrice et est envoyée directement dans la caméra à balayage de fente pour avoir un temps de référence. On appelle ce faisceau le *fiducial*. L'émission propre du choc était collectée par un objectif de distance focale 70mm puis, l'image était reprise et transportée grâce à un doublet achromatique de 250mm et un miroir d'or jusqu'à une caméra à balayage de fente fonctionnant en mode *operate* avec un calibre de 5ns ou 10ns.

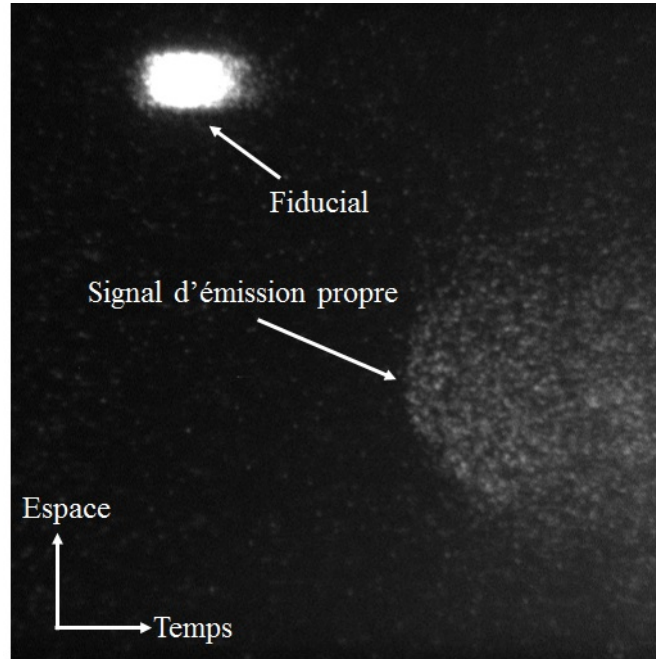


FIGURE 3.24 – Image typique de mesure d'émission propre d'un choc lors d'une campagne expérimentale sur le laser PALS. Pour ce tir, nous avons une cible constituée de plastique dopé au chlore puis une couche de titane et enfin une couche de cuivre (cf. figure 3.5-b). L'énergie laser du faisceau principal était $E_{\text{principale}}(3\omega)=196,2\text{J}$ et le celle du faisceau secondaire était $E_{\text{secondaire}}(\omega)=52\text{J}$ sans délai entre eux.

Les cibles étant totalement opaques, cette mesure ne permet pas de mesurer directement le temps nécessaire au choc pour traverser la cible (ou temps de débouché de choc). Afin d'obtenir cette grandeur, un tir de référence (sans cible) est nécessaire pour

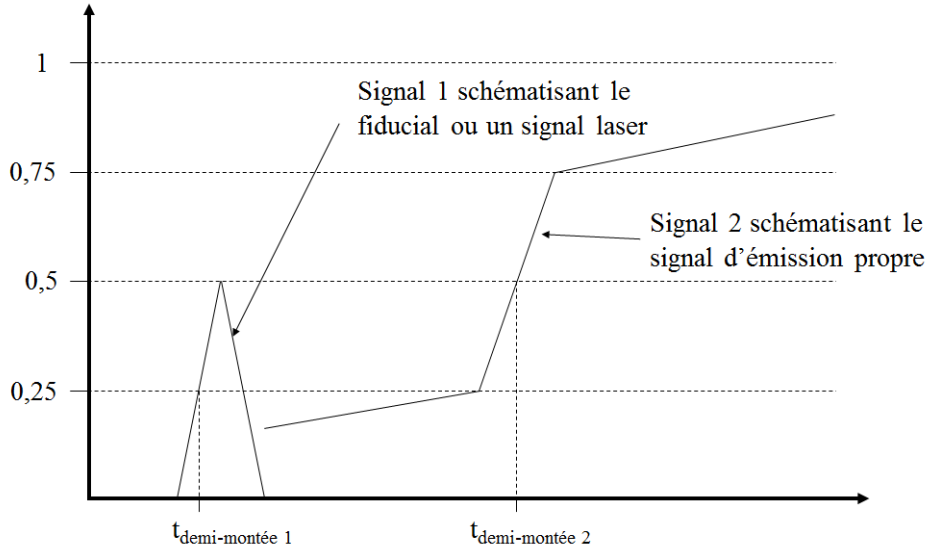


FIGURE 3.25 – Représentation schématisique de la mesure du temps de demi-montée des signaux SOP lors de la campagne expérimentale PALS.

le traitement des données. En effet, la mesure du temps de débouché de choc nécessite quatres données regroupées sur deux images. Le temps d'arrivée de l'émission propre due au choc qui débouche en face arrière de la cible, le temps d'arrivée du laser sans cible et, les deux temps d'arrivée du *fiducial* pour chacun des deux tirs comme le montre le schéma de la figure 3.27. On l'on obtient le temps de débouché en faisant les calculs :

$$\Delta_{ref} = t_{ref} - t_{fid,ref} \quad (3.36)$$

$$\Delta_{tir} = t_{tir} - t_{fid,tir} \quad (3.37)$$

$$\Delta_{t,choc} = \Delta_{tir} - \Delta_{ref} \quad (3.38)$$

Cette grandeur (temps de débouché de choc) est cruciale dans la mesure où elle servait de base à l'analyse des données expérimentales à l'aide des simulations numériques. En effet, afin de caractériser le choc, il est nécessaire de reproduire les temps de débouché de choc à l'aide des simulations numériques afin d'en déduire l'histoire des pressions dans la cible.

De manière générale, ce travail s'effectue à l'aide des simulations numériques qui doivent reproduire les conditions expérimentales. Pour ce faire, les expérimentateurs fournissent aux théoriciens les conditions lasers (profil spatial, profil temporel, énergie, longueur d'onde) ainsi que le type de cible (matériaux, épaisseurs) et tous les résultats des diagnostics disponibles afin de pouvoir les comparer aux résultats des simulations (des diagnostics numériques sont en général implémentés afin de pouvoir comparer

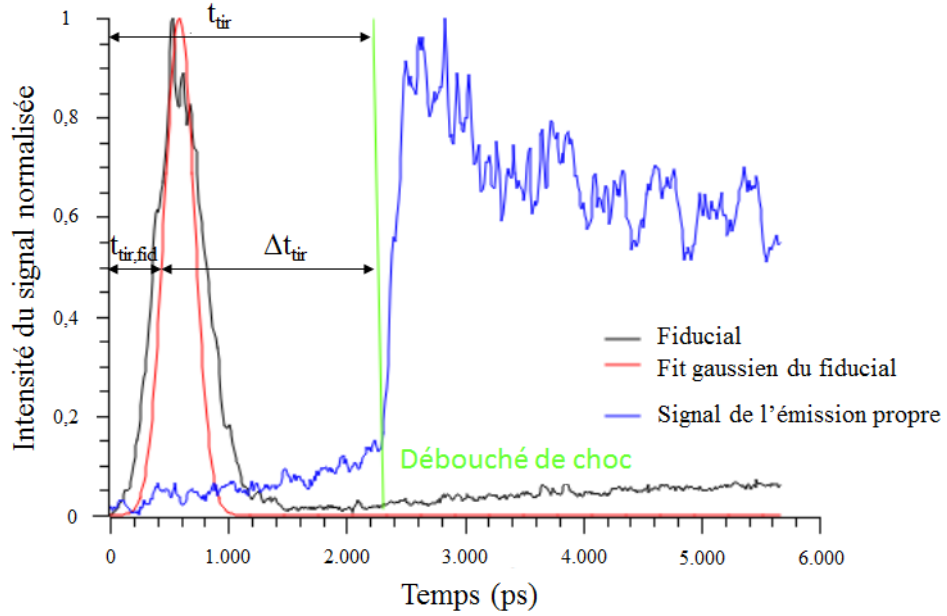


FIGURE 3.26 – Profil du signal de l'image 3.24 avec fit gaussien du fiducial

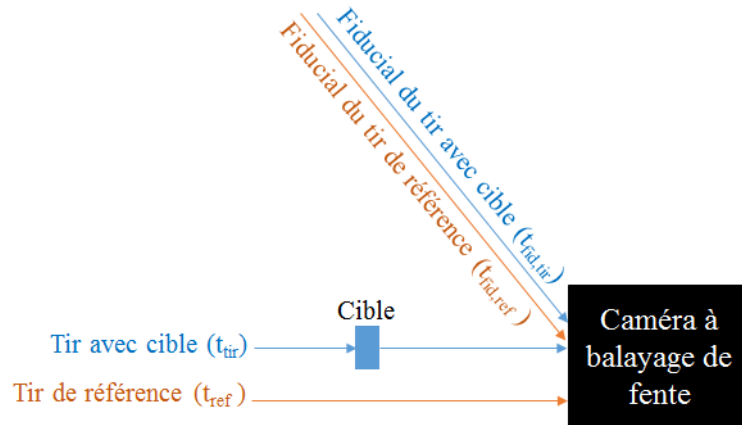


FIGURE 3.27 – Représentation schématique des différents temps à considérer lors de la mesure du temps de débouché de choc sur le laser PALS.

aux diagnostics expérimentaux). Dans notre cas, nous nous intéressons au temps de débouché de choc et considérons que, si les simulations donnent le même temps, c'est qu'elle reproduit bien l'expérience et la mesure de la pression se fera avec l'aide des résultats de la simulation numérique. Ainsi, tout le travail consistera à déterminer entre autre le maillage, les équations d'états des matériaux, les modèles physiques et données tabulées à utiliser ainsi que d'autres paramètres numériques que le théoricien choisira grâce à son savoir-faire et son expérience des installa-

tions lasers. Au préalable, des tirs de calibration sont réalisés expérimentalement et numériquement sur un matériaux bien connus (typiquement de l'aluminium) et les résultats sont comparés entre eux afin de vérifier si la simulation numérique reproduit correctement les conditions de l'expérience. Si malgré tout ce travail, il reste impossible de reproduire les résultats expérimentaux, deux solutions sont possibles : soit les mesures expérimentales sont incorrectes, soit les modèles théoriques utilisés ne sont pas assez raffinés (nous verrons que les deux sont arrivés au cours de cette thèse).

Étant une mesure indirecte de la pression, les codes que nous avons utilisés ont été testés sur plusieurs campagnes expérimentales avec des conditions lasers similaires. Pour pouvoir comparer les résultats expérimentaux avec les simulations numériques, il est nécessaire de définir avec précision la mesure du temps de débouché de choc afin de pouvoir comparer des grandeurs comparables. De manière pragmatique, il est assez naturel de réaliser les mesures en utilisant les temps de demi-montée afin d'obtenir des grandeurs plus précises et moins sensibles à la lecture. Cette grandeur s'obtient en évaluant le temps pour lequel le niveau du signal atteint la moitié de son maximum dans le sens ascendant comme le montre la figure 3.25. Néanmoins, dans un souci de comparaison avec les résultats de simulations numériques, une autre méthode a été préférée. En effet, le temps de débouché a été mesuré entre la mi-hauteur d'arrivée du faisceau principal sur la cible et le début de montée du signal d'émission propre comme le montre la figure 3.26. Afin d'obtenir le temps de débouché de choc, il suffit de prendre le Δt_{tir} de la figure 3.26 et de lui retrancher le temps obtenu pour le tir sans cible. Sur cette image de tir sans cible, on aura deux profils fittables par des gaussiennes dont on considérera le temps entre les deux mi-hauteurs de montée.

Les temps de débouché obtenus ne présentent pas de variation significative avec le délai entre les deux faisceaux et donc avec la taille du plasma de couronne (voir figure 3.28). Selon les lois d'échelle des chocs stationnaires dans le régime classique le temps de débouché de choc $t \propto I^{1/3}$ en considérant que $P \propto I^{2/3}$ et $v_{choc} \propto P^{1/2}$. Par conséquent, la pression du choc ne montre pas une dépendance avec le délai entre les faisceaux si la lame de phase a été utilisée. Par contre, lorsque la lame de phase était absente comme on peut le voir sur la figure 3.29, les résultats ont souffert de grandes fluctuations tir à tir ce qui peut être la signature d'interaction non linéaire causée par les non-uniformité de la tache focale.

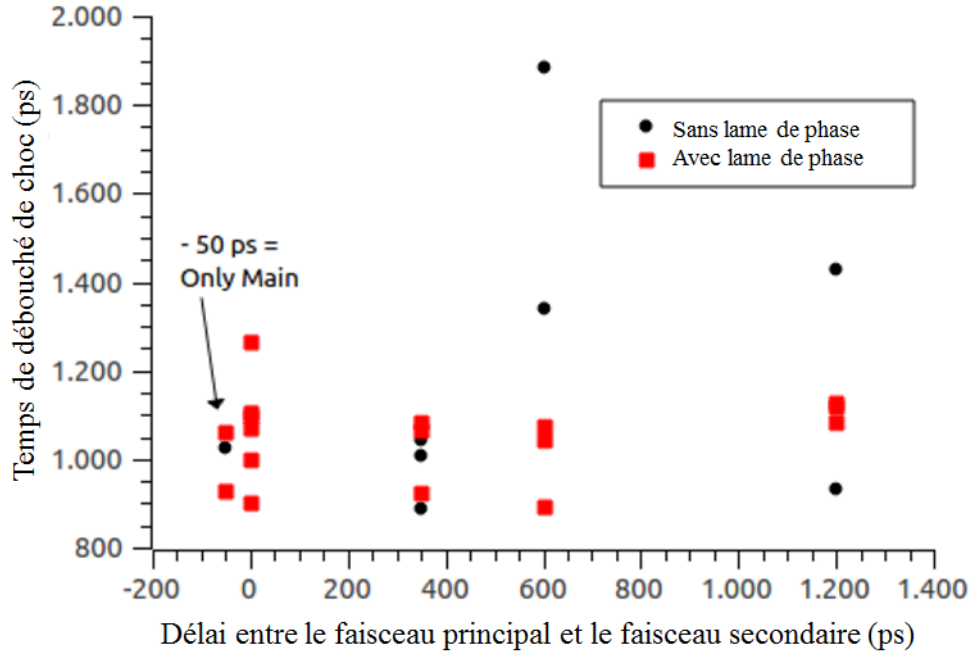


FIGURE 3.28 – Graphique représentant l'évolution du temps de débouché de choc en fonction du délai entre le faisceau principal et le faisceau secondaire lors de la première expérience réalisée au laser PALS à 3ω . Les tirs sont tous réalisés avec la même énergie ce qui donne une intensité de $3 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ avec lame de phase et $9 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ sans.

3.3.4.2 Analyse des résultats à l'aide des codes hydrodynamiques CHIC et DUED.

Une première série de simulations hydrodynamiques ont été réalisées à l'aide des codes hydrodynamiques CHIC [106] et DUED [105]. En reproduisant les données expérimentales, les simulations estiment que l'on génère, pendant l'interaction laser plasma, une pression d'ablation de 90Mbar ce qui est la pression la plus élevée jamais obtenue dans ce genre d'expérience (en géométrie plane) [108, 14, 109, 37]. Ce résultat est visible sur la figure 3.30 où l'on voit, en haut, le champs des pressions et en bas le champs des densités au maximum de l'impulsion laser. Sur la partie basse, le choc est bien visible (zone jaune) et la zone correspond bien, en haut, à la zone de pression maximale (zone rouge) où l'on peut lire le maximum de pression en erg/cm^3 .

Cependant, si on se base sur la loi d'échelle donnée par l'équation 4.23 de la page 171, on s'attend à des pressions beaucoup plus élevées tout comme avec les simulations utilisant les données nominales lasers. Afin de faire se rapprocher les données expérimentales et les simulations, nous avons considéré plusieurs possibilités :

- Les instabilités paramétriques réfléchissent une grande partie du faisceau, ré-

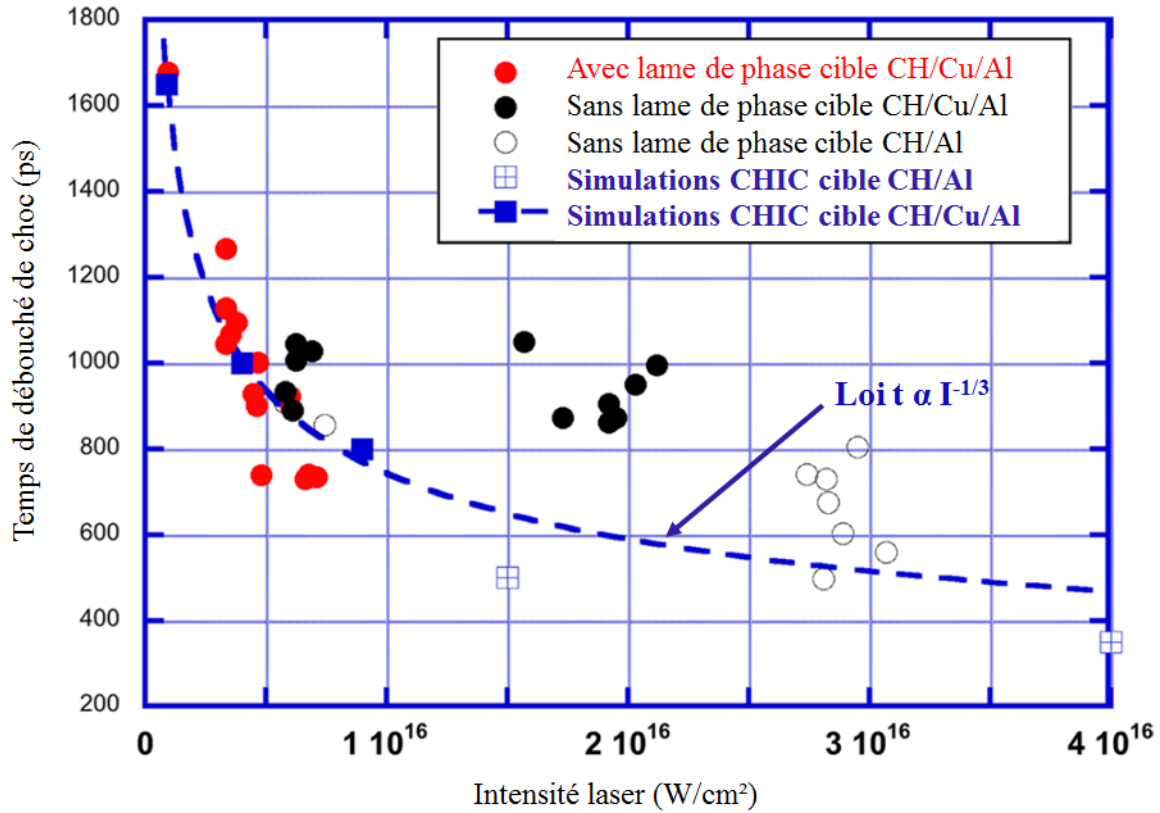


FIGURE 3.29 – Représentation graphique de l'influence de l'intensité du faisceau principal PALS à 3ω sur le temps de débouché du choc en face arrière provenant des données expérimentales, des simulations hydrodynamique et de la loi d'échelle stationnaire.

duisant ainsi l'énergie disponible sur cible. Cependant, l'énergie totale réfléchie à cause des instabilités paramétriques a été estimée à 30% ce qui ne suffit pas à expliquer l'écart.

- Les électrons chauds altèrent le processus de transport d'énergie et de génération de choc. Néanmoins, cette hypothèse est incompatible avec les faibles taux de conversion d'énergie laser en électrons chauds mesurés (inférieurs à 1%)
- Le plasma de couronne induit une forte absorption délocalisée limitant ainsi le dépôt d'énergie dans les régions où le plasma est plus dense. Ce phénomène est probablement présent mais il n'y a pas de dépendance évidente entre le temps de débouché de choc et le délai entre le faisceau principal et le faisceau secondaire *i.e.* la dimension du plasma de couronne. De plus, même sans plasma de couronne (donc avec le faisceau principal seul), les résultats sont les mêmes ce qui laisse à penser que l'effet du préplasma n'est pas important dans notre

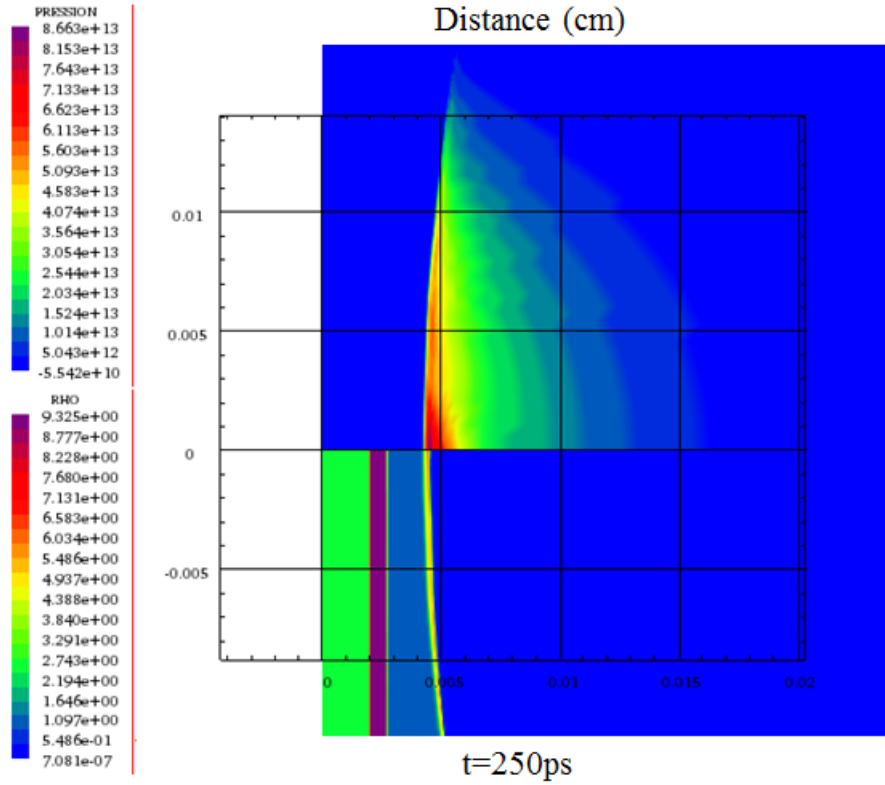


FIGURE 3.30 – Carte des pressions (partie haute en erg/cm^3) et des densités (partie basse en g/cm^3) au niveau du maximum de l'impulsion laser ($t=250\text{ps}$) obtenue à partir d'une simulation CHIC [106] réalisée sur une cible constituée de $25\mu\text{m}$ de parylène-C, $5\mu\text{m}$ de cuivre et $25\mu\text{m}$ d'aluminium avec un faisceau à 3ω ($\lambda=0,438\text{nm}$), une énergie de 200J et une tache focale gaussienne de $100\mu\text{m}$ de largeur à mi-hauteur.

expérience.

- La filamentation se déroule dans le plasma de couronne et dégrade les conditions d'interaction ce qui induit un élargissement de la tache focale et réduit donc l'intensité laser sur cible. Cependant, les dimensions observées du plasma sont compatibles avec la dimension de la tache focale et un fort taux de filamentation n'est pas compatible avec le faible taux de rétrodiffusion d'énergie laser observé.
- Le domaine d'intensité exploré dans cette expérience fait apparaître des mécanismes d'absorptions et de formation de choc différents de ceux établis dans le régime classique (entre 10^{13} et $10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$) transformant ainsi significativement les lois d'échelles existantes. Les études [110, 111] déjà menées, même si elles ne sont pas exhaustives, montrent un écart significatif dès l'estimation de la pression d'ablation.

Afin de savoir quelles sont les ou les hypothèses qui permettent d'expliquer nos

résultats, nous avons réalisé une série de simulations hydrodynamiques 2D qui reproduisent les résultats obtenus à différentes intensités laser sur cible. Ces simulations reproduisent bien la tendance que nous avons trouvée liant le temps de débouché de choc et l'intensité laser (voir figure 3.29). Elles ont aussi permis de mettre en avant trois phénomènes importants :

1. La dimension de la tache focale est trop petite et la durée du pulse est trop courte ce qui rend le choc très fortement 2D. En effet, les mesures réalisées à l'aide des cibles avec une marche d'aluminium ont permis d'obtenir une vitesse moyenne dans la marche de 20km/s ce qui correspond à une pression inférieure à 10Mbar. Le choc passe donc d'une pression de 90Mbar à 10Mbar indiquant des effets 2D importants durant sa propagation d'autant que la dimension de la tache focale et l'épaisseur de la cible sont du même ordre de grandeurs (55 à 75 μ m pour la cible et 100 μ m pour la tache focale).
2. La valeur initiale de la pression durant l'interaction laser est aussi très affectée par la faible dimension de la tache focale. La distance entre la densité critique et le front d'ablation est comparable avec la dimension de la tache focale ($\approx 60\mu$ m). La pression décroît donc à cause du transport latéral dans la région supercritique. Afin d'évaluer cet effet, nous avons réalisé des simulations avec des paramètres lasers identiques (intensité laser, durée d'impulsion) mais avec une tache focale plus grande, de 400 μ m (donc une énergie beaucoup plus grande) afin de s'approcher d'un cas 1D. Cela a fortement diminué les pertes latérales et augmenté la pression générée qui a atteint les 150-180Mbar dans la couche de plastique au lieu des 90Mbar initiaux.
3. Afin de reproduire les résultats expérimentaux de la figure 3.29, nous avons été obligé de diminuer de manière substantielle l'énergie laser sur cible. Cette baisse est de l'ordre de 50% de l'intensité laser nominale. Cette réduction a été obtenue en prenant les paramètres d'interaction (dimension de la tache focale, durée d'impulsion et énergie laser aux extrêmes de leurs barres d'erreur soit modifié de 10%. De plus, les simulations montrent que seulement 50% de l'énergie laser est absorbée par le plasma ce qui nous laisse donc avec 75% d'énergie en moins à qui on ne sait pas ce qui est arrivé. Une première explication semble avoir été trouvée grâce au développement d'une nouvelle modélisation de la propagation laser.

3.3.4.3 Reproduction des résultats par un code hydrodynamique amélioré

Une nouvelle approche de la modélisation laser à l'échelle hydrodynamique a été élaborée au CELIA [112] qui est basée sur l'optique géométrique paraxiale complexe [113] afin de décrire la propagation laser et la distribution d'intensité dans le plasma. Cette méthode utilise des rayons optiques dits épais de profil d'intensité gaussienne (par opposition aux rayons infiniment fins de l'optique géométrique) focalisés stochastiquement dans le plasma. Cette approche est couplée à un modèle réduit de transport des électrons chauds basé sur l'approximation du ralentissement continu (Continuous Slowing Down) en considérant la distribution angulaire [114], qui a été implémenté en 2D. Ce modèle reproduit la propagation et le dépôt d'énergie des électrons. La production d'électrons suprathermiques se fait par absorption résonante, diffusion Raman stimulée et instabilité de deux plasmons à l'aide de modèles réduits basés sur des simulations cinétiques et des lois d'échelles expérimentales [115]. Ce modèle est couplé au code hydrodynamique lagrangien radiatif CHIC [106] et est résolu à chaque pas de temps.

Ce nouveau module, nommé THETIS, est combiné à l'hydrodynamique dans CHIC et reproduit bien les résultats à 3ω sans pour autant réduire l'énergie ni prendre des paramètres d'interactions à la frontière de leur barre d'erreur. La pression d'ablation maximale qu'il permet d'obtenir est estimée à 110Mbar (sans lame de phase à 3ω avec une intensité de $2 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$) et les résultats de ces dernières simulations montrent que les électrons chauds augmentent la pression d'ablation maximale dans le plastique de 20% ainsi que la vitesse du choc. Néanmoins, malgré une vitesse de choc plus élevée (courbe rouge en trait plein de la figure 3.31), cela ne peut se voir sur les images de SOP dans la mesure où une partie des électrons chauds atteignent la surface arrière de la cible et la chauffent à plusieurs eV initiant un mouvement de la surface arrière (courbe rouge en pointillés de la figure 3.31). Ce mouvement implique un parcours plus long du choc et donc justifie le peu d'écart entre les débouchés de choc avec et sans pré-plasma comme le montre la figure 3.31. Pour résumer, les électrons chauds accélèrent le choc mais ce choc doit parcourir une distance plus grande pour atteindre la surface arrière, le temps qu'il met à traverser la cible est donc proche de celui sans électrons chauds.

Sur cette figure, on voit le résultat de deux simulations réalisées dans les mêmes conditions (même cible, même faisceau) mais avec électrons chauds (PCGO+THETIS, en rouge) ou sans (PCGO, en noir). Les traits pleins représentent la position du choc dans la cible et les pointillés représentent la position de la surface arrière de la cible. Le choc débouche donc lorsque les deux courbes d'une même couleur se croisent. La

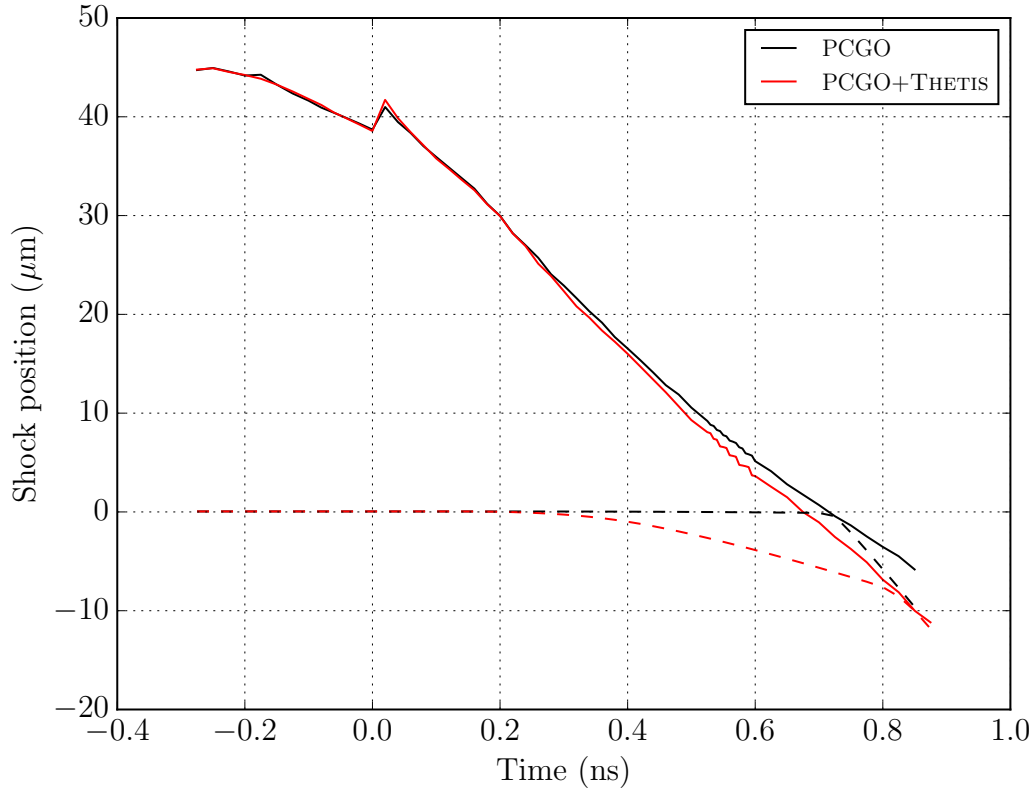


FIGURE 3.31 – Trajectoires de la surface arrière et du choc pour le tir PALS avec un énergie du pulse principale de 193.6J avec électrons chauds (PCGO+THETIS) et sans (PCGO) fournie par A. Colaïtis [88] et obtenu à l’aide du code CHIC pour une même cible. Le temps de débouché de choc représente l’intersection du choc (trait plein) et de la surface arrière (pointillé). Expérimentalement, nous avons trouvé 800ps. $t=0$ correspond au début de l’impulsion principale. Le choc indiqué pour $t<0$ est celui lié à la pré-impulsion.

figure montre bien que les électrons chauds font se détendre la surface arrière de la cible (courbe rouge en pointillé de la figure 3.31) allongeant ainsi, dans ce cas, la distance que doit parcourir le choc afin de déboucher. Ainsi, pour ce cas précis, le temps de débouché passe d’environ 750ps sans électrons chauds à 820ps avec électrons chauds ce qui est difficilement visible à cause des barres d’erreurs expérimentales.

Le module permettait aussi de caractériser la population d’électrons chauds tout au long du processus expérimental en terme de flux (voir figure 3.32) et de température (voir figure 3.33). On remarque que les deux principales sources d’électrons chauds sont l’absorption résonnante et la diffusion Raman stimulée mais que, comme l’énergie des électrons produits par l’absorption résonnante est faible, ils contribuent peu au

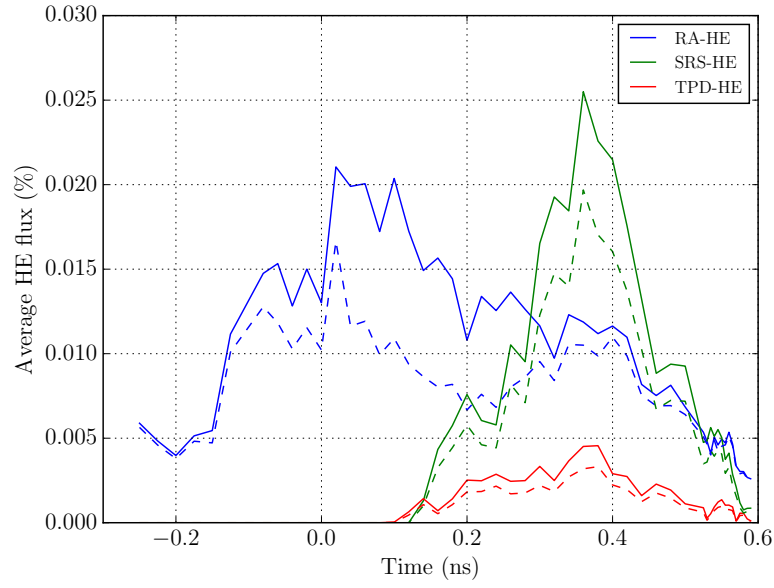


FIGURE 3.32 – Flux instantannée d'électrons chauds calculé par le module THETIS provenant de l'absorption résonnante (RA), du Raman (SRS) et du TPD. En ligne continue le flux emis et en ligne pointillée le flux absorbé.

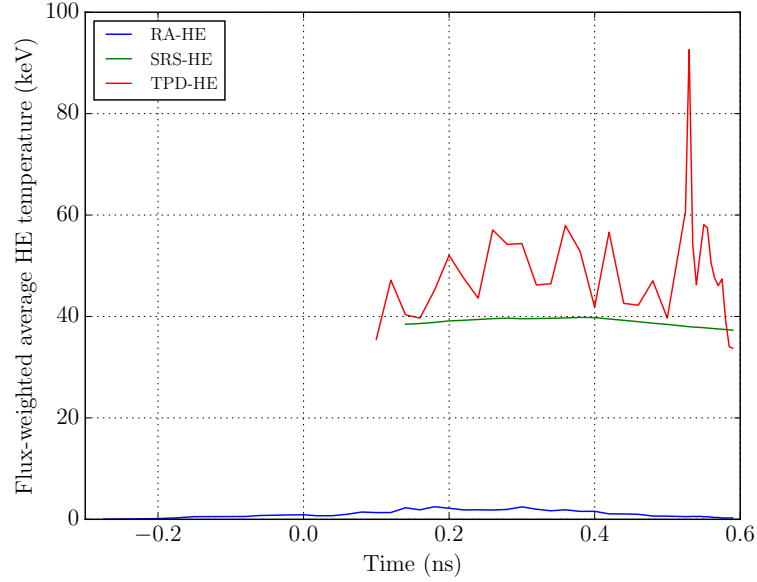


FIGURE 3.33 – Température instantannée des électrons chauds produits par l'absorption résonnante (RA), le Raman (SRS) et le TPD. La température est calculée comme étant une moyenne sur la dimension de la source pondéré par leur flux respectifs.

flux global et ne sont d'ailleurs pas détectés expérimentalement. Ces calculs nous donnent, dans notre cas, une température moyenne de 40,7keV avec un taux de conversion de l'énergie laser en électrons chauds de 1,17%. Cette estimation est plus élevée que les résultats expérimentaux traités avec le code Monte-Carlo tout en restant dans un intervalle acceptable. Cette différence peut s'expliquer par le fait que les traceurs ne sont pas sensibles pour toutes les énergies électroniques et le sont probablement moins aux hautes énergies.

3.4 Conclusion

Les résultats de nos campagnes expérimentales montrent que la température moyenne des électrons chauds est de l'ordre de 30 à 50keV ce qui est globalement cohérent avec les différents résultats obtenus sur OMEGA où ils ont obtenu des températures de l'ordre de 30keV [41] mais aussi des simulations PIC qui prévoyaient des températures de l'ordre de 20 à 40keV [42]. Néanmoins, la quantité d'électrons chauds mesurée reste faible, avec un taux de conversion d'environ 1%, qui reste inférieur à celle mesurée en géométrie sphériques [14, 15] mais en accord avec d'autres expériences en géométrie plane [109], malgré les intensités utilisées.

Afin d'augmenter la quantité d'électrons chauds produits, nous avons réalisé une deuxième campagne expérimentale en utilisant la longueur d'onde fondamentale du laser ($\lambda=1,315\mu\text{m}$). Cependant, les résultats n'ont pas été concluant pour le moment et d'autres campagnes expérimentales sont nécessaires afin de pouvoir mieux explorer cette piste.

La reproduction des résultats par les deux codes hydrodynamiques CHIC et DUED nous a permis de nous rendre compte que la dimension trop faible de la tache focale ainsi que le faible temps d'impulsion ajoutés à la dimension de la cible rendaient la propagation du choc très bidimensionnel ne permettant pas d'atteindre les pressions prévues par les lois d'échelle. Ainsi, le choc passe d'une pression d'ablation de 90Mbar en face avant à une pression de 10Mbar en face arrière, tout en sachant qu'avec une tache focale plus grande ($400\mu\text{m}$), la pression d'ablation peut atteindre jusqu'à 180Mbar. Nous avons aussi pu mettre en évidence une anomalie entre les conditions nominales du laser et les conditions physiques nécessaires à la reproduction des résultats hydrodynamiques expérimentaux. Il a en effet fallu diviser par l'énergie laser incidente dans nos simulations ce qui, allié à l'absorption qui était de l'ordre de 50%, nous montrait que plus de 70% de l'énergie était perdu sans savoir où elle allait et surtout si elle allait hors du cône de la lentille où nous n'avions aucune

mesure lors de la première expérience. Les codes hydrodynamiques usuels ne sont pas en mesure de reproduire correctement les résultats de ce genre d'expérience avec des impulsions courtes. Néanmoins, le code CHIC en intégrant un nouveau modèle de l'interaction laser plasma fondé sur l'optique géométrique paraxiale complexe et un modèle de transport des électrons rapides arrive à reproduire les résultats obtenus sur le laser PALS. Ce code permet aussi de reproduire les résultats expérimentaux obtenus sur le laser OMEGA avec les caractéristiques nominales du laser. Il permet aussi d'évaluer la quantité et la température d'électrons chauds produits par SRS et TPD (40,7keV et un taux de conversion de 1,17% avec). Même s'il trouve un taux de conversion supérieur à celui trouvé expérimentalement, cette nouvelle modélisation laser à l'échelle hydrodynamique nous a permis nous rapprocher des résultats expérimentaux sans changer les paramètres nominaux du laser ce qui est une grande amélioration pour des temps d'impulsion courts. Ce nouvel outil sera utilisé lors des prochaines campagnes expérimentales ainsi que pour interpréter les résultats obtenus à 1ω .

Nous avons aussi mesuré la quantité totale d'énergie rétrodiffusée (à l'intérieur et en dehors du cône de la lentille). Nos estimations montrent qu'elle était comprise entre 2 et 7% de l'énergie laser incidente à l'intérieur du cône de la lentille de focalisation avec une quantité de Raman située entre 0,03 et 0,12% (comparés aux 3% estimés par notre code) et une énergie diffusée hors du cône de la lentille aux environs de 20% soit 30% au total.

Même si ces résultats montrant une pression élevée et un faible niveau d'instabilités paramétriques sont de bonnes nouvelles pour l'allumage par choc, il faut tenir compte du fait que le taux de croissance et de saturation des instabilités paramétriques dépend des caractéristiques du plasma de couronne qui sont ici différentes de celles de l'allumage par choc tant au niveau de sa dimension (0,7mm maximum au lieu de 1-2mm) que de sa température (750eV maximum au lieu des 2 à 5 keV).

À titre indicatif, lors de l'expérience réalisée sur la LIL qui est présentée dans le chapitre suivant, des mesures d'instabilités paramétriques un peu plus précises ont aussi été mises en oeuvre mais sans caractérisation de la population d'électrons chauds. Les conditions physiques du plasma de cette expérience étaient celles représentatives des conditions de design CELIA d'allumage par choc à l'échelle du NIF et du LMJ. On avait ainsi une température électronique de 2,5keV et un pré-plasma millimétrique. Les quantités d'énergie rétrodiffusées étaient en accord avec les grandeurs obtenues lors des campagnes expérimentales menées sur OMEGA à savoir :

- une rétrodiffusion inférieure à 5% de l'énergie totale sur cible,

- deux fois moins de rétrodiffusion dans le cas hémisphérique,
- peu d’influence de la présence de plasma de couronne,
- moins de 1% de diffusion Raman stimulée dans $f/8$,
- moins de 2% de diffusion Brillouin stimulée dans $f/8$.
- moins de 1,5% de diffusion Brillouin stimulée hors du cône.

Lors d’une autre expérience déjà mentionnée dans ce travail [18, 17], un taux de conversion de l’énergie laser en électrons chauds de l’ordre de 9% en géométrie sphérique a été mesuré ce qui aurait permis d’augmenter l’intensité du choc.

Néanmoins, tous ces résultats ne sont pas comparables de manière brute. En effet, les expériences ont été réalisées dans des conditions différentes avec des cibles différentes et des lasers différents. Il faut en effet relativiser ces résultats au fait que les intensités sur cibles étaient différentes. Il est tout de même intéressant de discuter l’effet du changement de longueur d’onde sur la physique d’interaction laser plasma ; ici, de passer de $0,438\mu\text{m}$ à $0,351\mu\text{m}$, longueur d’onde à laquelle les expériences d’allumage sont réalisées. Tout d’abord, l’usage d’une longueur d’onde plus courte permet de minimiser le préchauffage électronique et X mais aussi d’optimiser l’efficacité hydrodynamique en augmentant l’absorption, la quantité de masse ablatée et la pression du choc générée. Par conséquent, dans l’expérience à PALS avec une longueur d’onde de $0,438\mu\text{m}$, nous devrions donc obtenir plus d’électrons chauds et des pressions plus faibles. Cependant, le passage d’une longueur d’onde à l’autre ne devrait pas provoquer de changements majeurs dans la mesure où le seuil $I_L \lambda^2$ n’augmente que de 60% d’un cas à l’autre et les processus physiques sont, a priori, les mêmes.

Dès lors, plusieurs hypothèses restent à explorer :

1. Réaliser d’autres expériences à 1ω avec peut-être d’autres traceurs dimensionnés à l’aide du code Monte-Carlo afin d’obtenir une mesure plus précise et de tenter d’augmenter la quantité d’électrons chauds produits.
2. Réaliser d’autres expériences avec un laser possédant une tache focale plus grande et un temps d’impulsion plus long afin de générer un choc plus fort avec un plasma de couronne typique de l’allumage par choc et de caractériser la population d’électrons chauds générée avec des traceurs adéquats, comme il est prévu lors d’une campagne expérimentale sur le laser LMJ-PETAL fin 2018.
3. Envisager, dans le cadre de l’allumage par choc, l’utilisation du faisceau à 1ω pour la génération du *spike* afin de se servir des électrons chauds comme générateur d’un choc fort convergent. En effet, comme les électrons chauds sont générés à la fin de la phase de compression, la densité surfacique est assez élevée pour les arrêter dans le front de choc sans précompresser la cible et donc générer

un choc très fort.

Chapitre 4

Génération de chocs forts

Sommaire

4.1	Cas de l'allumage par choc	129
4.2	La théorie des chocs	129
4.3	Campagne expérimentale au LULI	141
4.4	Campagne expérimentale sur la LIL	147
4.5	Campagne expérimentale sur GEKKO XII	151
4.6	Résultats	162
4.7	Conclusion	192

4.1 Cas de l'allumage par choc

4.2 La théorie des chocs

Une onde de choc est une discontinuité de pression, densité et vitesse dans un milieu matériel. Les chocs sont d'une importance cruciale dans la fusion par confinement inertiel dans la mesure où ils permettent de porter le combustible à des conditions de température et de pression d'allumage. Afin de pouvoir décrire dans le détail les équations régissant la génération et la propagation d'un choc, nous allons tout d'abord établir les équations générales de mécanique des fluides puis, nous les appliquerons au cas des ondes acoustiques puis aux ondes de compression et de raréfaction avant d'en venir enfin aux ondes de choc et à la dynamique de leur propagation.

4.2.1 Les équations fluides

La propagation des ondes se construit à partir des équations de mécanique des fluides qui décrivent le mouvement d'un fluide. Pour ce faire, nous considérons un

élément mésoscopique de fluide de densité ρ , de vitesse \vec{u} , de pression P en fonction de sa position \vec{r} et du temps.

Les équations fluides s'établissent en considérant la conservation de 3 grandeurs physiques que sont la masse, l'impulsion et l'énergie. On obtient alors pour la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (4.1)$$

pour l'impulsion :

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \left(\vec{u} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \right) \vec{u} = -\overrightarrow{\text{grad}} P \quad (4.2)$$

et pour l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{u^2}{2} + \epsilon \right) \right] = -\text{div} \left[\left(\rho \frac{u^2}{2} + \rho \epsilon + P \right) \vec{u} \right] \quad (4.3)$$

Ces trois équations sont la base permettant l'étude des ondes sonores et des ondes de choc.

4.2.2 Les ondes acoustiques

Les ondes acoustiques sont des ondes de pression qui se propagent dans un matériau à une vitesse égale à sa vitesse du son. Pour les décrire, nous pouvons considérer une petite perturbation de pression induisant une petite perturbation de densité et de vitesse dans un matériau. Afin de simplifier la suite de notre étude, nous nous limiterons au cas d'une onde plane monodimensionnelle de petites perturbations. Dès lors, à partir des équations 4.1, 4.2 et 4.3 on obtient l'équation :

$$\frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial x^2} \quad (4.4)$$

Rappelons que nous sommes dans le cas d'ondes sonores et que dans un tel cas, les échanges de chaleur n'ont pas le temps de se réaliser et les variations sont réversibles. On en déduit donc que nos transformations sont isentropiques et on peut alors relier la variation de densité à la variation de pression par la relation suivante :

$$\Delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s \Delta \rho \quad (4.5)$$

On remarque que le terme en $(\partial P / \partial \rho)_s$ est une vitesse au carré, on définit donc la vitesse du son par :

$$\sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s} = c_s \quad (4.6)$$

L'équation 4.4 devient alors :

$$\frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial t^2} = c_s^2 \frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial x^2} \quad (4.7)$$

ou en pression :

$$\frac{\partial^2 \Delta P}{\partial t^2} = c_s^2 \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial x^2} \quad (4.8)$$

4.2.2.1 Applications aux gaz parfaits

Dans le cas d'un gaz parfait pour un processus adiabatique, nous avons :

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (4.9)$$

dans laquelle $\gamma = C_p/C_v$ est le coefficient adiabatique du gaz parfait et est défini par le rapport des capacités calorifiques isobare et isochore. En insérant cette expression dans l'équation 4.6 on trouve :

$$\frac{c_s}{c_{0s}} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \quad (4.10)$$

4.2.3 La formation d'une onde de choc

Dans cette partie, nous avons décrit la propagation de petites perturbations qui sont modélisées à l'aide d'équations linéaires du fait des petites variations qu'elles induisaient. Cependant, certaines perturbations peuvent être plus fortes et, dans ce cas, les termes non linéaires des équations ne peuvent plus être ignorés. De plus, ces ondes fortes peuvent devenir discontinues avec le temps du fait du caractère non linéaire des équations de conservation de la masse et du moment. Afin de comprendre le processus, nous allons examiner qualitativement ce qui se passe sans rentrer dans le détail des calculs.

Un choc est une perturbation qui se propage dans un milieu à une vitesse plus grande que la vitesse du son de ce matériau, provoquant un changement brutal de sa densité, pression et température. Considérons une force extérieure agissant sur un

gaz parfait le comprimant de façon à ce qu'il passe d'une pression initiale P_0 à une pression finale P_1 si rapidement que cela ne permette pas au matériau d'être en état d'équilibre. Nous pouvons considérer cette onde de pression comme une superposition de petites perturbations dP se propageant dans un milieu de pression P . La vitesse du l'onde perturbée $c_s(P + dP)$ sera alors plus grande que la vitesse dans l'onde non perturbée $c_s(P)$ et, par conséquent, la première finira par rattraper la seconde. Le front de l'onde devient alors vertical créant ainsi une discontinuité qui se propage dans le matériau non perturbé. La vitesse de cette discontinuité sera alors plus grande que la vitesse locale du son, on parle alors d'onde de choc. Néanmoins, expérimentalement, lorsque l'on prend en compte les phénomènes dissipatifs et la structure discontinue de la matière, on en vient à avoir une épaisseur de front de choc finie et faible et non pas à une discontinuité.

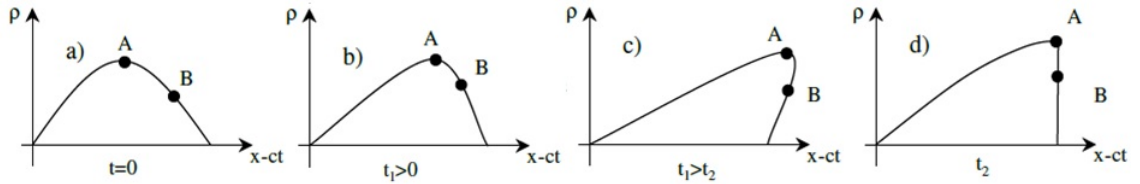


FIGURE 4.1 – Processus de formation d'un choc. Considérons alors un gaz parfait dans lequel se propage une onde à un instant $t = 0$. Prenons deux points A et B avec des densités différentes. Nous avons alors $\rho_A > \rho_B$. Or, d'après l'équation 4.10, $v_A > v_B$. Donc, pour $t > 0$, l'onde se déforme puisque le point A va parcourir une distance plus grande que le point B. Au bout d'un certain temps, dans la logique des choses, le point A devrait rattraper le point B. On obtiendrait alors deux points de densités différentes à la même position ce qui est physiquement impossible. À la place, les points de même densité vont s'accumuler en avant de l'onde, le profil va ainsi se raidir jusqu'à l'obtention d'une discontinuité qu'on appellera onde de choc par la suite.

4.2.4 Les relations de Rankine-Hugoniot

Maintenant que nous avons défini les ondes de chocs, il nous faut voir les conséquences que cela peut avoir sur le milieu en terme de pression, densité et énergie. Considérons un piston de section S qui se déplace à la vitesse U_p et comprime la matière et une onde de choc déjà formée qui se propage à la vitesse U_s . À l'instant initial, le matériau est dans les conditions $(P_0; \rho_0; E_0)$ et ne possède aucune vitesse. Après, l'onde de choc qui se déplace à la vitesse U_s , va séparer le milieu en deux et

on aura le milieu en amont qui sera dans les mêmes conditions qu'à l'instant initial et le milieu en aval qui sera comprimé et aura les caractéristiques $(P; \rho; E)$ comme illustré sur la figure 4.2. Les relations de conservation qu'on a défini précédemment s'écrivent alors pour la masse :

$$\rho_0 U_s = \rho U_p \quad (4.11)$$

pour l'impulsion :

$$\rho_0 U_s^2 + P_0 = \rho U_p^2 + P \quad (4.12)$$

et pour l'énergie :

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0) (v_0 - v) \quad (4.13)$$

en considérant le volume spécifique $v = 1/\rho$

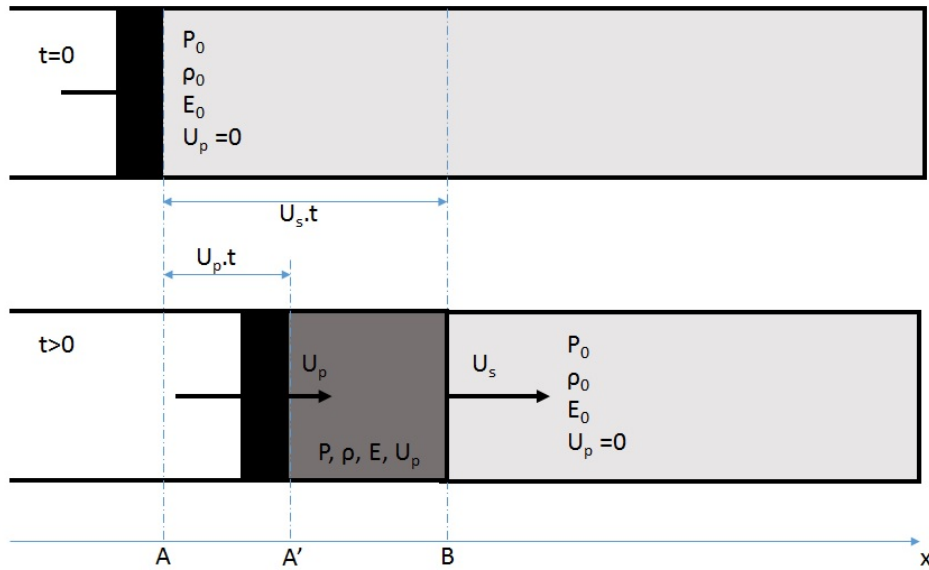


FIGURE 4.2 – Propagation d'un choc généré par un piston dans un gaz (ici parfait)

4.2.4.1 Reformulation

Les équations 4.11, 4.12 et 4.13 sont les relations de Rankine-Hugoniot dans le référentiel du laboratoire. Il est possible de les recombinaer afin d'obtenir les inconnues thermodynamiques du système perturbé *i.e.* ρ, P et U à l'instant initial et final. Pour

ce faire, écrivons les équations dans le repère du choc. Nous devons remplacer les vitesses que nous appellerons dès lors $U_u = -U_s$ en amont (upstream) et $U_d = -(U_s - U_p)$ en aval (downstream) du choc. Nous avons alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho U_d = \rho_0 U_u \\ P + \rho U_d^2 = P_0 + \rho_0 U_u^2 \\ \left(E + \frac{P}{\rho} + \frac{U_d^2}{2} \right) = \left(E_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{U_u^2}{2} \right) \end{array} \right.$$

Ces relations sont les relations de Rankine-Hugoniot et elles sont l'expression de la conservation de la masse, l'impulsion et l'énergie à travers le front de choc.

4.2.4.2 Application aux gaz parfaits

Considérons un gaz parfait dont l'énergie interne est donnée par :

$$E = \frac{Pv}{\gamma - 1} \quad (4.14)$$

qu'on peut injecter dans l'équation 4.13 afin d'obtenir :

$$\frac{P}{P_0} = \frac{(\gamma + 1)v_0 - (\gamma - 1)v}{(\gamma + 1)v - (\gamma - 1)v_0} \quad (4.15)$$

Nous avons donc une fonction f telle que $P = f(v)$. Cette fonction admet une asymptote verticale pour

$$v = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} v_0 \quad (4.16)$$

Il n'est donc pas possible de comprimer de manière arbitraire un gaz parfait avec des ondes de choc. Au maximum, le matériau attendra un taux de compression qui vaut :

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)_{max} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (4.17)$$

Donc, dans le cas d'un gaz parfait monoatomique ($\gamma = 5/3$), le taux de compression maximal est de 4. En pratique, pour les chocs forts, l'équation d'état des matériaux devient très similaire à celle d'un gaz parfait et l'on obtient bien une compression de 4.

Pour une densité initiale donnée, l'équation 4.17 donne la densité maximale atteignable à l'aide d'un seul choc. Néanmoins, il est possible d'atteindre des densités plus élevées à l'aide de chocs successifs. Il est aussi possible de passer outre cette limite en réalisant une compression isentropique, évitant ainsi la formation d'une onde de choc.

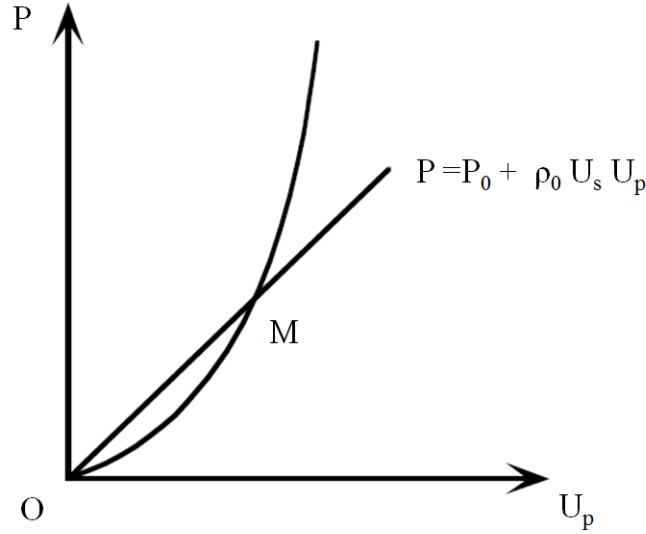


FIGURE 4.3 – Polaire de choc avec état initial O de pression P_0 . Si on considère l'état final représenté par le point M, la droite (OM) possède une pente qui représente l'impédance du choc.

4.2.5 Polaire de choc

La courbe d'Hugoniot permet de relier la pression finale du matériau choqué à ses conditions initiales dans le plan (P-V). Néanmoins, il peut être intéressant de lier la pression finale à la vitesse fluide, qu'on peut mesurer expérimentalement (voir VISAR). Pour obtenir une telle relation, il faut utiliser l'équation 4.17 ainsi que la conservation de la masse et du moment et on en déduit :

$$P - P_0 = \frac{\gamma + 1}{2} \rho_0 U_s^2 \quad (4.18)$$

Cette équation est l'équation de polaire de choc dans le cas d'un gaz parfait. Même si cette expression provient de relations valables pour les gaz parfaits, elle est valable dans le cas de chocs forts car les solides, dans ces conditions, peuvent être traités en tant que tels.

Pour estimer les polaires de choc des matériaux, il est nécessaire de connaître leur équation d'état lorsqu'ils sont soumis à de très fortes pressions. Pour obtenir ces données, des tables numériques sont disponibles issues de simulations numériques calibrées à l'aide de données expérimentales. Celles utilisées dans ce travail sont les tables SESAME [116] développées au laboratoire de Los Alamos (*Los Alamos National Laboratory*, LANL).

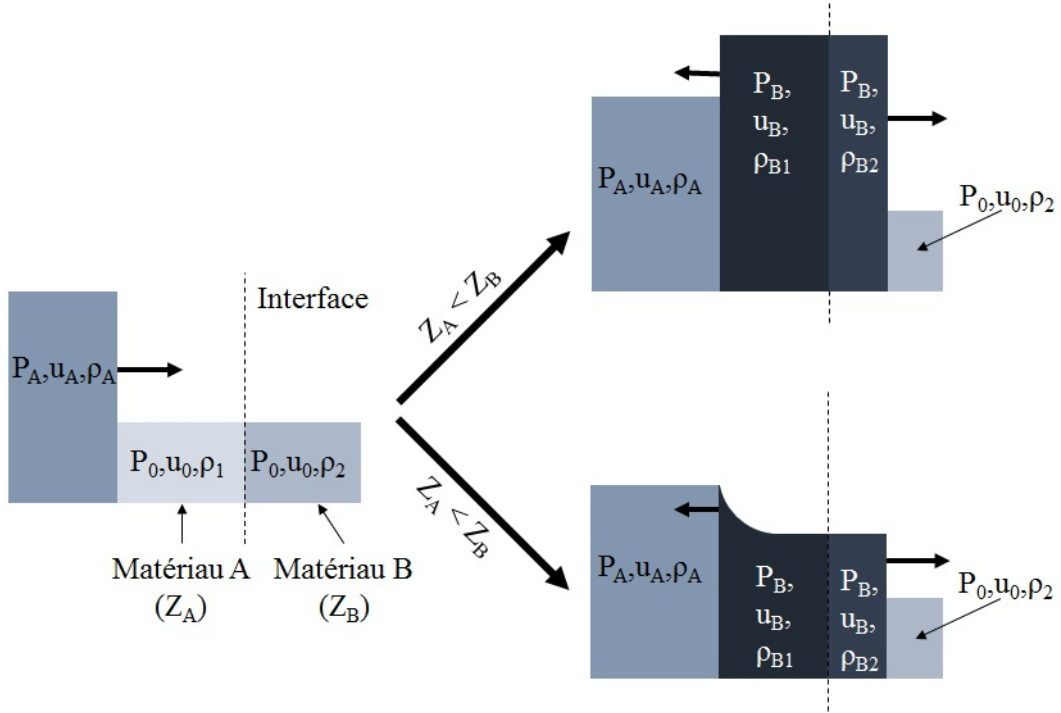


FIGURE 4.4 – Profil de pression des chocs avant et après le passage d’une interface

4.2.6 Passage d’un choc d’un matériau à un autre

Lorsqu’un choc passe d’un matériau à un autre de densité différente, il devra traverser une discontinuité. Cette dernière coïncide avec une surface d’équilibre dynamique où la vitesse fluide et la pression sont égales dans les deux matériaux. Ici on considère deux états d’un choc dans le plan (U_p - V) reliés par la polaire de choc. Les deux états peuvent être exprimés l’un en fonction de l’autre en les reliant par une droite :

$$P = \rho_0 U_p U_s + P_0 \quad (4.19)$$

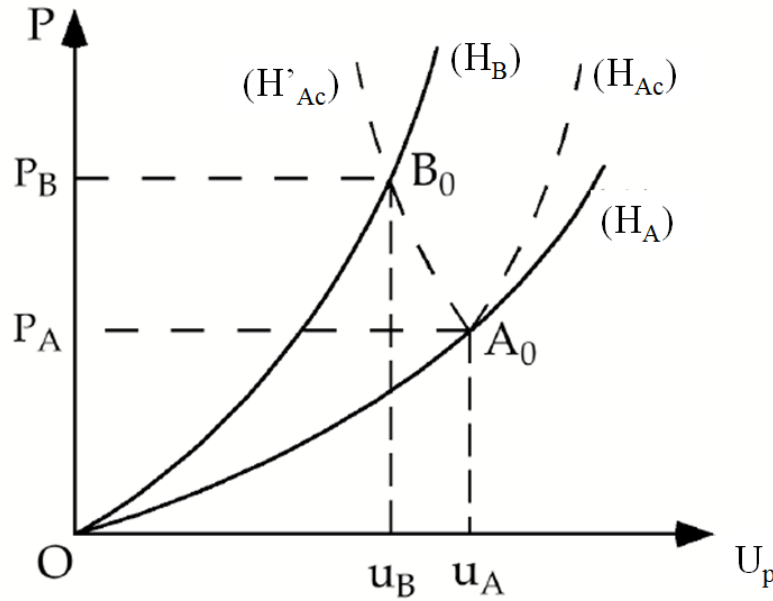
expression à partir de laquelle on peut définir l’impédance de choc :

$$Z = \rho_0 U_s \quad (4.20)$$

qui est illustré sur la figure 4.3.

Dans le cas qui nous intéresse *i.e.* d’un choc fort, on peut négliger P_0 . À l’interface entre deux matériaux (A) et (B), il y a un saut d’impédance et on passe de Z_A à Z_B . Plusieurs cas se présentent :

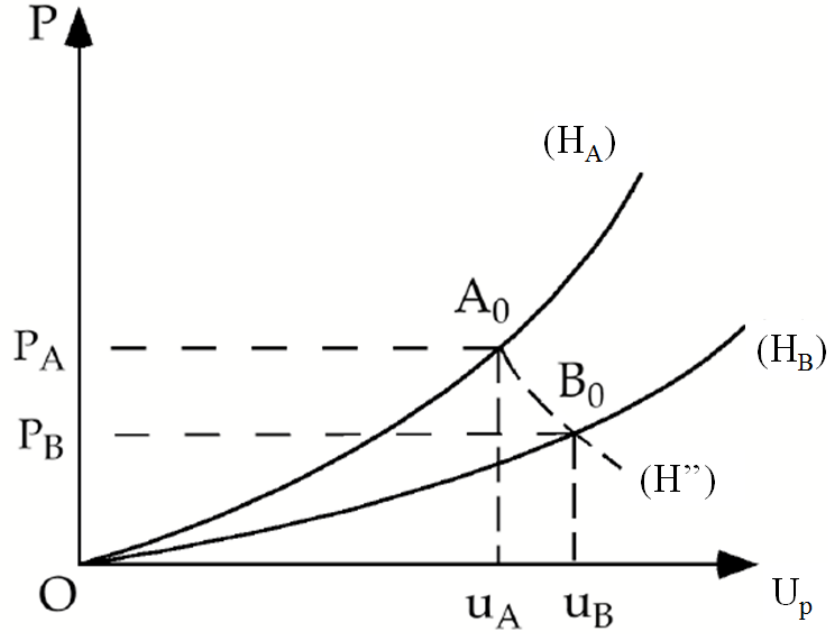
- $Z_A < Z_B$: on aura donc un choc d’un matériau léger (à faible Z) à un matériau lourd (Z élevé). Dans ce cas, le choc comprime le matériau A suivant la polaire

FIGURE 4.5 – Représentation du processus de la figure 4.4 dans le cas $Z_A < Z_B$

de choc (H_A) dans le plan (U_p-P) . À l'arrivée au niveau de l'interface entre les deux matériaux, un choc de pression plus élevée est transmis dans le matériau B et un deuxième choc plus faible est reflété dans A. Dans le plan (U_p-P) , le choc réfléchi se propage dans A en suivant la courbe (H'_{Ac}) appelée polaire chaude. La pression du choc transmis se trouve à l'intersection de la courbe (H'_{Ac}) avec la polaire de B notée (H_B) . Le choc réfléchi dans A atteint une pression supérieure à la pression maximale atteinte avec le choc incident et donc avec la courbe d'Hugoniot : cet état est appelé le rechoc. Ce cas est illustré sur les figures 4.4 et 4.5

- $Z_A > Z_B$: dans ce cas, opposé au précédent, un choc moins fort est transmis au matériau B et une onde de raréfaction est reflétée dans A. La pression de l'onde dans (B) est donnée par l'intersection entre l'isentrope partant de A, notée (H'') et la polaire de choc (H_B) . Ce cas est illustré sur les figure 4.4 et 4.6.

Les différents cas sont illustrés sur la figure 4.4. Ce phénomène et ses deux configurations se déroulent dans toutes les campagnes expérimentales que nous avons réalisées.

FIGURE 4.6 – Représentation du processus de la figure 4.4 dans le cas $Z_A > Z_B$

4.2.7 Collision de chocs

Dans certains cas, de manière délibérée ou pas, deux chocs peuvent aussi entrer en collision. Cette dernière permet de créer deux nouveaux chocs qui se propagent dans des directions opposées avec des pressions supérieures à celles des chocs initiaux. Cette collision va convertir l'énergie cinétique des chocs incidents en énergie interne ce qui permet d'amplifier les chocs émergents [33].

Un certain nombre d'analyses ont été réalisées afin de modéliser ce phénomène pour les chocs forts [117] et aussi dans des cas plus généraux [33, 118]. Cette analyse est nécessaire pour l'allumage par choc dans la mesure où juste avant l'allumage, le choc fort créé par le *spike* rentre en collision avec le choc sortant dû à la phase de compression au niveau de la surface extérieure du DT cryogénique au niveau du point 4 de la figure 1.8.

Nous ne détaillerons pas les calculs ici mais, dans le cas d'un matériau dans les conditions initiales $(P_0; \rho_0, u_0)$ traversé de part et d'autre par deux chocs de caractéristiques $(P_A; \rho_A; u_A)$ et $(P_B; \rho_B; u_B)$, nous obtiendrons deux chocs de pression et vitesse similaires au moment de leur création par continuité $(P_C; u_C)$ mais de densités différentes ρ_{C1} et ρ_{C2} comme schématisé sur la figure 4.7.

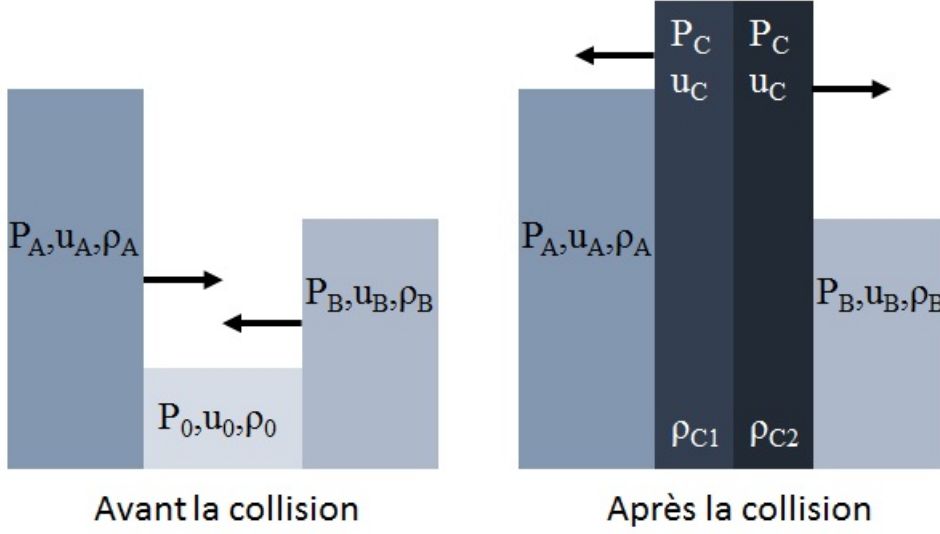


FIGURE 4.7 – Profil de pression des chocs avant et après la collision de chocs.

Cette amplification peut être plus ou moins grande suivant les caractéristiques des deux chocs et il est possible d’optimiser cette amplification. En effet, la pression du choc issu de la collision des deux chocs (figure 4.8) dépend de la pression de ces deux chocs. Cette pression résultante a été évaluée à $P_C = 3(P_A + 0,9P_B)$ par [119] et à $P_C = (P_A^2 + P_B^2 + 10P_AP_B)/(P_A + P_B)$ par [120] dans l’approximation des chocs forts. Une autre évaluation a été réalisée par [33] dans le cas plus général et montre que l’amplification (figure 4.9) la plus efficace est obtenue pour les cas de collision de deux chocs de même pression et que, dans ce cas, on obtient :

$$\left[\frac{2 \left(\frac{P_C}{P_B} - 1 \right)^2}{\gamma^2 \left(\frac{P_C}{P_B} + 1 \right) + \gamma \left(\frac{P_C}{P_B} - 1 \right)} \right] = \frac{U_{pB}}{U_{sB}} \quad (4.21)$$

avec U_{pB} et U_{sB} les vitesses fluides et du choc dans B et les notations utilisées dans les figures 4.7, 4.8 et 4.9.

Comme déjà dit dans cette partie, la collision de choc est un phénomène très important mais qui n’a été étudié expérimentalement que dans les matériaux froids et pas dans les conditions de la fusion nucléaire soit la matière dense et chaude. Elle fait parti des phénomènes que nous avons tenté de mettre en évidence expérimentalement à GEKKO XII, présentée ultérieurement. Dans cette expérience, nous voulions mettre en évidence expérimentalement la collision de choc et tenter de reproduire la courbe représentée sur la figure 4.10 où l’on voit l’amplification du choc (P_{max} = pression

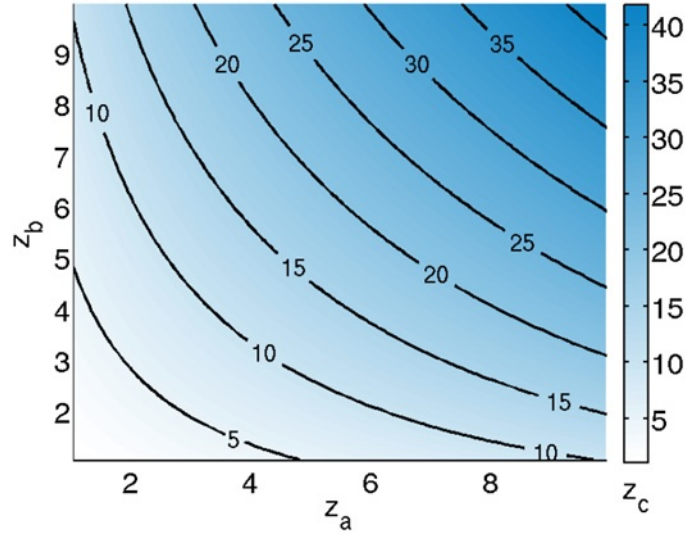


FIGURE 4.8 – Pressions obtenues après une collision de chocs avec $\gamma=5/3$. Dans ce schéma, $z_{A,B,C}=P_{A,B,C}/P_0$ avec P_0 la pression du matériau avant le passage du choc. Illustration provenant de [33].

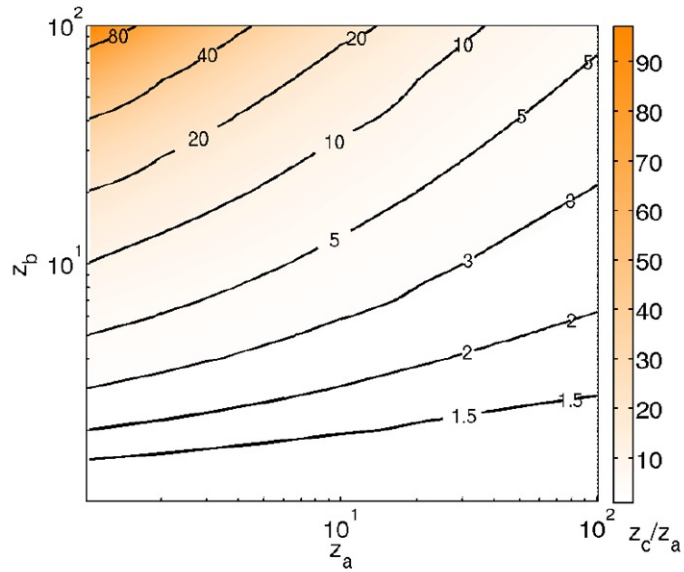


FIGURE 4.9 – Amplification de choc due à la collision de deux chocs avec $\gamma=5/3$. Dans ce schéma, $z_{A,B,C}=P_{A,B,C}/P_0$. Illustration provenant de [33].

du choc résultant) en fonction des pressions des chocs d'origines (P_g et P_d) et de la pression initiale du matériau où à lieu la collision (P_0). Ces courbes sont issues de la résolution numérique des relations de Hugoniot ainsi que des simulations CHIC

(points noirs). Ces courbes montrent bien que pour obtenir une meilleure amplification en pression, il faut deux chocs de même pression et il faut que la pression initiale du matériau (non choqué) soit la plus faible possible.

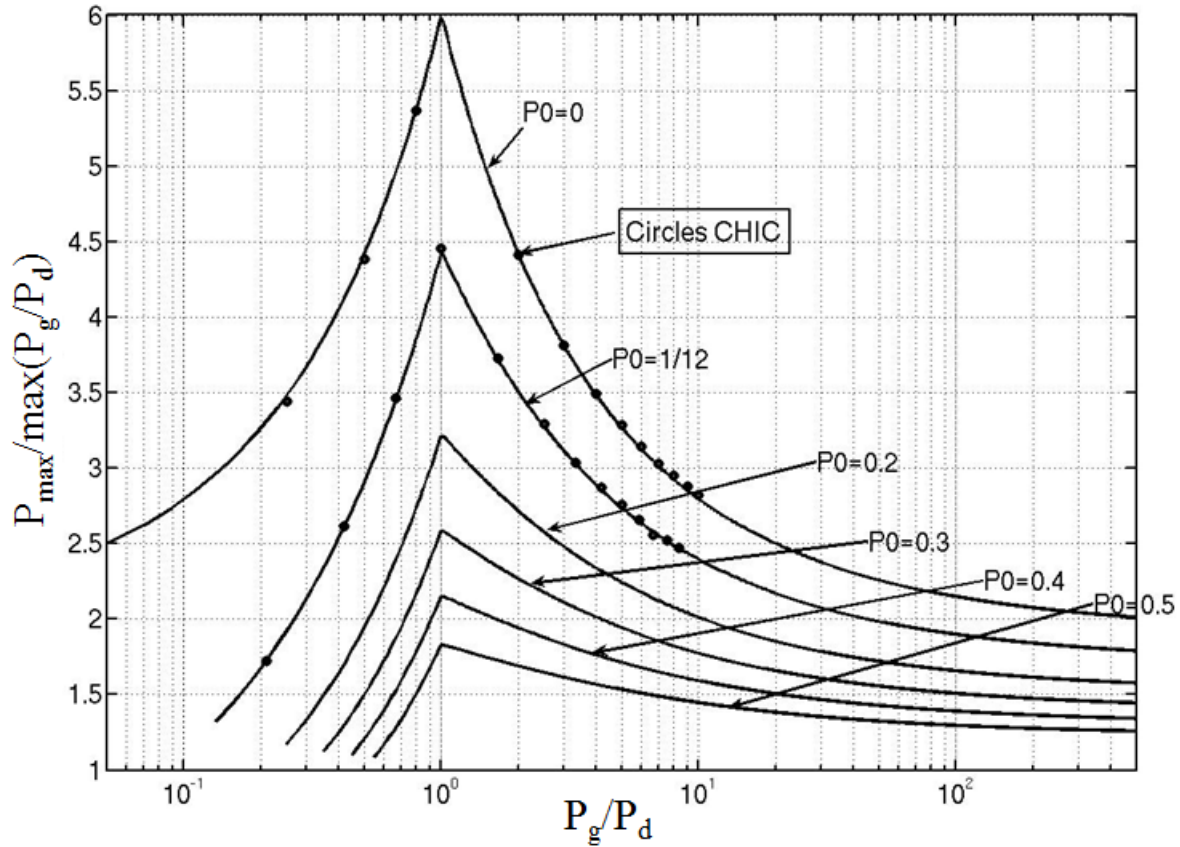


FIGURE 4.10 – Évolution de l’amplification de la pression lors d’une collision de choc en fonction du rapport des pressions des chocs incidents (P_g et P_d) pour différents états de pression initiaux ($P(0)$ est exprimé en fraction de P_g) du matériau où se déroule la collision.[118]

4.3 Campagne expérimentale au LULI

4.3.1 Objectifs

La campagne expérimentale réalisée au Laboratoire d’Utilisation des Lasers Intenses (LULI) est destinée à étudier la création et la propagation d’un choc en utilisant différentes géométries de cible (plane et hémisphérique) ainsi que comparer les résultats avec les simulations numériques. L’idée est de tirer avec une tache fo-

cale gaussienne afin de créer un choc courbe lorsque la cible est plane et créer hypothétiquement un choc plan avec une cible hémisphérique.

Les objectifs de cette expérience sont donc :

1. Étudier l'influence de la géométrie sur les pressions obtenues et la géométrie du front de choc ainsi que l'influence d'une erreur de pointage via une radiographie X de profil dans le cadre de l'allumage par les poles. La figure 4.11 illustre ce phénomène. En A, le choc est généré par l'illumination laser sur la cible de CH. En B, grâce à la géométrie de la cible et de la tâche laser spatialement gaussienne, le choc plus intense de la partie centrale, rattrape le choc plus lent des parties latérales jusqu'à obtenir un choc plan (mais non uniforme) en C. La géométrie de la cible compense donc la distribution d'intensité laser inhomogène sur la tâche focale.
2. Préparer les futures campagnes expérimentales similaires sur la LIL puis sur LMJ-Petal avec plus d'énergie et à 3ω en terme de mise en oeuvre expérimentale mais aussi de puissance de calcul.

4.3.1.1 Étude de l'allumage par les pôles.

L'étude des cibles hémisphériques est particulièrement intéressante dans le cadre de l'attaque directe par les pôles (Polar Direct Drive ou PDD) qui sera nécessaire afin de réaliser des expériences en attaque directe avec les installations lasers existantes que sont NIF et LMJ et qui ont été dimensionnées pour l'attaque indirecte. Dans notre cas, nous ne nous intéresseront qu'à l'allumage bipolaire [6, 121] ou le *spike* final est lancé par 2 à 4 faisceaux situés sur chaque pôle comme le montre la figure 4.12. Ces deux notions sont différentes dans la mesure où, dans le dernier, la phase de compression peut être réalisée en attaque indirecte. Dans l'allumage bipolaire, l'allumage est donc obtenu à l'aide de deux chocs forts lancés aux pôles à l'aide de faisceaux gaussiens (voir figure 4.12).

Les simulations montrent que l'usage de la géométrie sphérique peut permettre de produire un choc quasi-plan en utilisant un faisceau gaussien (voir figure 4.11). Cette configuration permet de s'affranchir des effets 2D inhérents à la géométrie plane afin de produire des chocs plus forts. En effet, la sur-intensité du centre de la tache focale est compensée par l'épaisseur de la cible qui est plus élevée au centre. Un des objectifs de cette campagne était de vérifier expérimentalement la possibilité de générer des

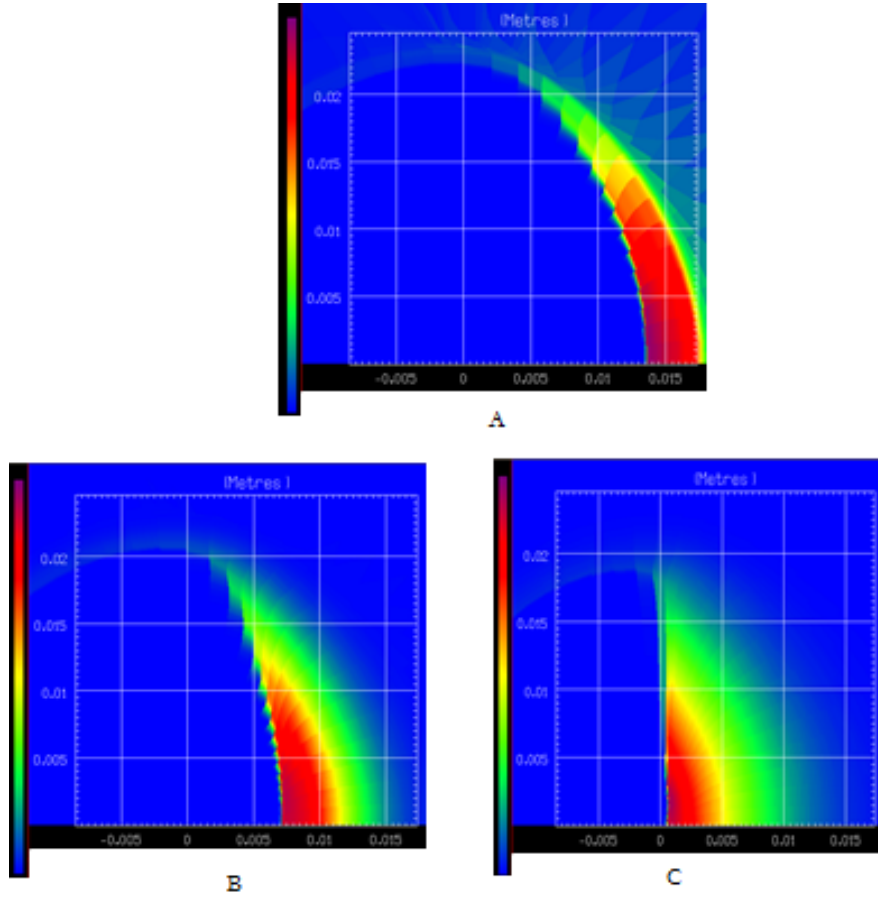


FIGURE 4.11 – Cartes des pressions dans le cas d'un tir sur une demi-sphère obtenues à l'aide de simulations 2D réalisées avec le code CHIC avec une intensité de 10^{14}W/cm^2 et une tache focale gaussienne de $400\mu\text{m}$ de diamètre à $1/e$ aux temps A :2ns, B :3,5ns et C :4,75ns. Les distances sont en centimètres et le maximum de pression vaut 23Mbar. On voit bien que dans ce cas, le choc devient plan et c'est cela que l'on veut voir expérimentalement.

chocs plans avec une géométrie sphérique et un profil laser gaussien. Ensuite, dans un souci d'application concrètes futures, étudier expérimentalement l'influence d'un décentrage sur la planéité du choc.

Nous avons donc tout d'abord étudié la génération d'une onde de choc et sa dynamique en géométrie plane et avons comparé les résultats avec la géométrie hémisphérique. Ensuite, nous avons optimisé la radiographie X afin de photographier le choc à différents moments de la propagation en introduisant un délai entre le faisceau long nanoseconde qui génère le choc et le faisceau court picoseconde qui permet de générer des rayons-X pour la radiographie. Enfin, nous avons étudié l'influence d'une erreur de pointage sur la demi-sphère sur la génération et la propagation de

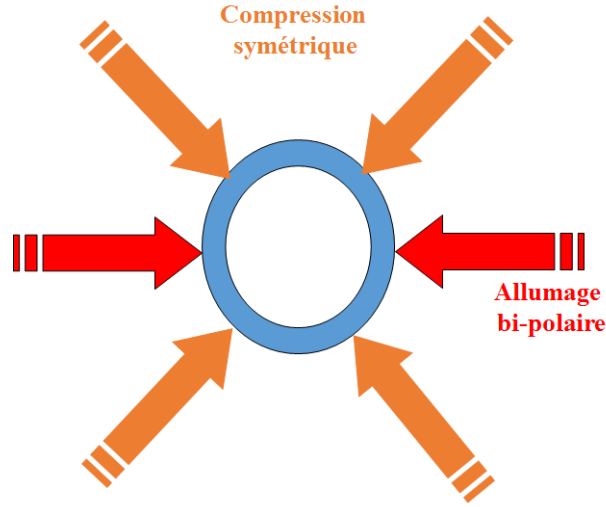


FIGURE 4.12 – Schéma de la configuration en allumage bi-polaire

l'onde de choc. Pour ce faire, nous avons tiré à $50\mu\text{m}$ et $100\mu\text{m}$ du centre de la sphère.

4.3.1.2 Préparation de futures campagnes avec plus d'énergie et à 3ω : LIL puis LMJ-Petal.

Cette expérience servait aussi de préparation pour une autre expérience réalisée sur la LIL (cf. section suivante) avec plus d'énergie mais sans radiographie X indisponible au moment de l'expérience. En effet, sur les deux campagnes expérimentales LULI et LIL, nous avons tiré sur des cibles similaires mais avec des énergies et longueurs d'onde différentes. Cette campagne servait donc aussi à vérifier la faisabilité de la campagne expérimentale en terme de mise en oeuvre et de fabrication de cibles, à vérifier que les résultats obtenus étaient ceux attendus *i.e.* un choc plan en sortie de la sphère, des pressions d'ablation et vitesses de choc plus élevées avec la géométrie sphérique et une influence limitée d'une erreur de pointage sur les pressions générées et le choc en sortie de la sphère. Elle sert aussi de préparation à une future expérience prévue sur LMJ-PETAL à une échelle comparable à celles de l'allumage par choc où nous pourrions utiliser les faisceaux du LMJ pour créer un choc et réaliser une radiographie résolue en temps et PETAL pour la radiographie résolue en espace.

4.3.2 Configuration laser

L'expérience a été réalisée sur le laser LULI2000 où nous avons utilisé 2 faisceaux. Le premier faisceau (voir Figure 4.13) délivre jusqu'à 500J à 2ω (526nm) avec un

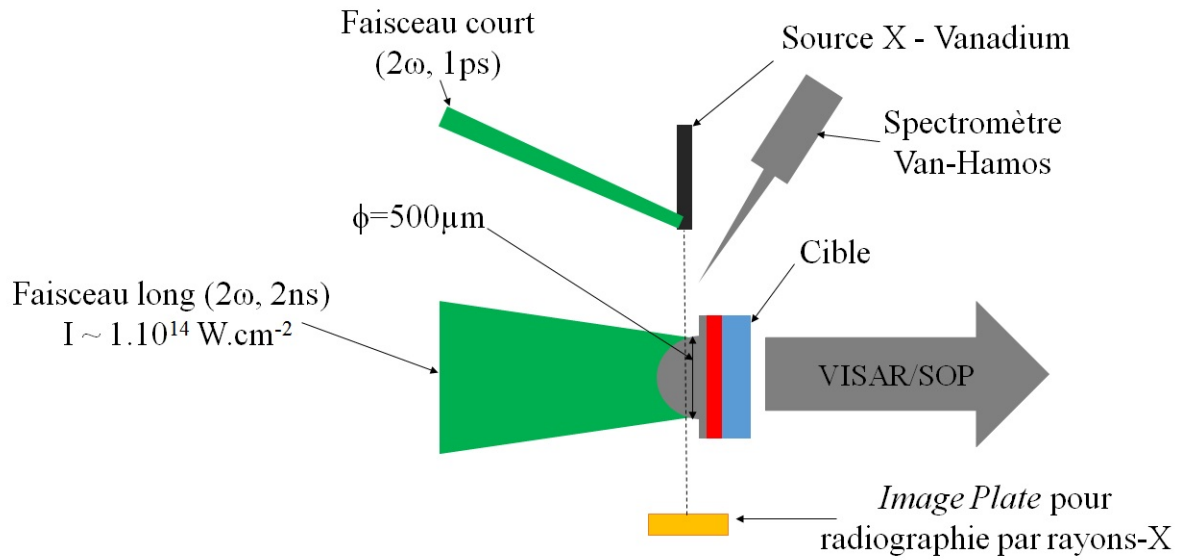


FIGURE 4.13 – Schéma de la configuration expérimentale lors de l'expérience au LULI

profil temporel carré de 2ns de durée à mi-hauteur focalisé avec une lentille à $f/8$. Ce faisceau permet de créer un choc fort qui se propage dans la cible. Son profil spatial est lissé à l'aide d'une des deux lames de phases disponibles : une lame de phase hybride (*Hybrid Phase Plate*, HPP) permettant d'obtenir un profil rectangulaire de $400 \mu\text{m}$ de largeur à mi-hauteur et une lame de phase aléatoire (*Randmon Phase Plate*, RPP) produisant une tache focale de diamètre $400 \mu\text{m}$ à $1/e$ produisant une intensité de l'ordre de 10^{14} W/cm^2 et reproduisant une tache focale similaire à celle de la LIL.

Le deuxième faisceau (voir Figure 4.13) est le PICO2000 délivrant jusqu'à 40J à 2ω (526nm) avec un profil temporel gaussien de 1ps et une tache focale minimale de $10 \mu\text{m}$ que nous avons défocalisée à $20 \mu\text{m}$ sur une feuille de Vanadium afin de créer une source de rayon-X de 4,9keV grâce à la désexcitation K_{α} . Nous avons introduit un délai entre le deuxième faisceau et l'arrivée du premier sur la cible (considérée comme origine temporelle) afin de pouvoir radiographier le choc dans le plastique à plusieurs instants différents. Ainsi, grâce à la stabilité du laser LULI en temps d'énergie délivrée, de tache focale et d'impulsion temporelle, nous avons souhaité obtenir les photographies du chocs au cours de sa propagation dans la cible afin de voir l'évolution de sa géométrie. Dans notre cas, nous avons utilisé 2,7ns, 4,7ns, 6,7ns et 8,7ns.

4.3.3 Cibles

Pour cette campagne expérimentale, nous avons utilisé trois types de cibles (voir figure 4.14). La base reste la même pour toutes les cibles *i.e.* un sandwich carré de 2,5mm de coté avec 20 μ m de CH du coté laser puis 15 μ m de molybdène et 250 μ m de quartz avec un traitement anti-reflet à 532nm. La face avant de la cible diffère et peut être composée :

- (a) d'un cylindre de 500 μ m de diamètre et de 250 μ m de hauteur,
- (b) d'un hémisphère de 500 μ m de diamètre,
- (c) d'un hémisphère de 500 μ m de diamètre monté sur un cylindre de 500 μ m de diamètre et de 150 μ m de hauteur.

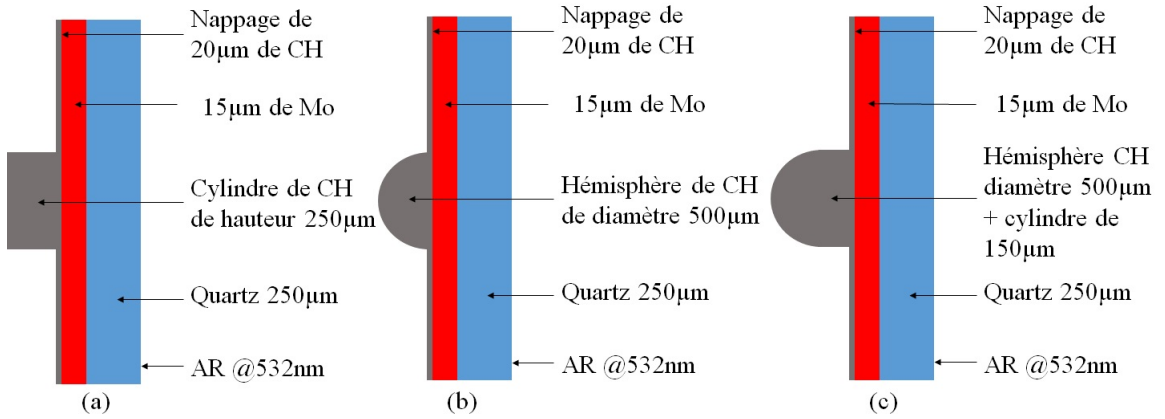


FIGURE 4.14 – Schéma représentant les trois différentes cibles utilisées au LULI

Le choix des cibles et de ses dimensions est le fruit du dimensionnement de la campagne expérimentale mais aussi du contexte de l'allumage par choc. Tout d'abord, nous avons choisi le plastique (CH) car c'est l'ablateur typique utilisé en FCI. Nous avons utilisé du Molybdène, matériaux de densité plus élevée, afin de se protéger du préchauffage des électrons et des rayons X qui pourraient endommager le quartz. Ce dernier, placé en face arrière, servait de fenêtre afin d'y mesurer la vitesse du choc à l'aide du VISAR.

4.3.4 Diagnostics

Les diagnostics utilisés sont assez simples et peu nombreux. Nous avons donc :

- Une radiographie à rayon-X afin de photographier le choc,

- Un spectromètre Von-Hamos avec un cristal de germanium afin d'imager la source X,
- Une pinhole X afin de vérifier l'alignement du laser sur la cible,
- Une mesure de l'émission propre du choc par pyrométrie (*Shock Optical Pyrometry* ou SOP) afin d'évaluer le temps que met le choc pour traverser la cible (l'appareil n'est pas calibré en absolue ici),
- Une mesure la vitesse du choc dans le quartz (sous réserve de pression suffisante pour le métalliser *i.e.* 1,5Mbar) par interférométrie (*Velocity Interferometer System for Any Reflector* ou VISAR).

Durant cette expériences, je me suis occupé personnellement de la mise en oeuvre expérimentale de la SOP, du VISAR, du Van Hamos et de la radiographie. Je me suis ensuite occupé de l'analyse des données expérimentales des SOP et VISAR ainsi que l'analyse des tirs radiographiques et l'analyse globale des résultats (ce dernier en collaboration avec l'ensemble des acteurs de la campagne expérimentale). J'ai aussi coordonné les travaux du CELIA avec ceux du LULI.

4.4 Campagne expérimentale sur la LIL

4.4.1 Objectifs

Comme déjà annoncé auparavant, la campagne expérimentale menée sur la Ligne d'Intégration Laser (LIL) est en continuité avec l'expérience menée au LULI quelques temps auparavant et décrite dans la section précédente. Elle tente de répondre aux défis scientifiques de l'allumage par choc dans le cadre du projet HiPER et dont la preuve de principe doit être réalisée au LMJ. L'expérience au LULI nous a permis de perfectionner notre maîtrise expérimentale mais aussi nos outils numériques pour cette expérience. Contrairement au LULI où les effets 2D pouvaient avoir un effet indésirable non négligeable du fait de l'énergie disponible, sur la LIL, nous n'avons pas ce genre de problème et nous serons dans des conditions proches de celles de l'allumage par choc sur le LMJ (LIL étant un quad du LMJ). De plus, sur la LIL, nous avons effectué des tirs avec et sans pré-impulsion (*i.e.* avec et sans plasma de couronne) avant l'impulsion principale destinée à créer un choc fort.

Les objectifs de cette expérience sont donc :

1. Obtenir un pré-plasma similaire à celui qu'on obtiendrait au LMJ avec les deux

- géométries (sphérique et plane),
2. Générer des pressions d'ablation supérieures à 100Mbar en utilisant des intensités supérieures à $10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$,
 3. Etudier l'influence de la géométrie sur les pressions obtenues et la géométrie du front de choc (voir figure 4.15),
 4. Mesurer la quantité d'énergie rétrodiffusée,
 5. Valider notre code hydrodynamique radiatif lagrangien 2D axisymétrique CHIC.

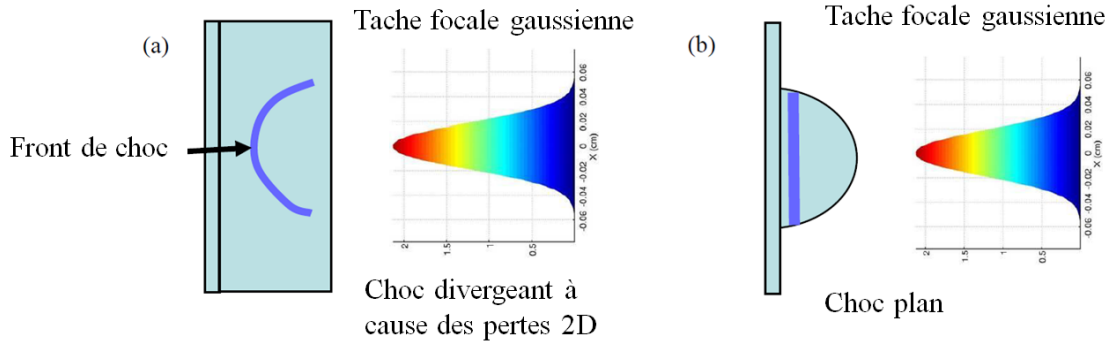


FIGURE 4.15 – Géométries expérimentales lors de la campagne expérimentale sur la LIL. (a) Plan : une tache focale gaussienne lance un choc dans une cible plane. (b) Sphérique : une tache focale gaussienne lance un choc sur une sphère

4.4.2 Configuration laser

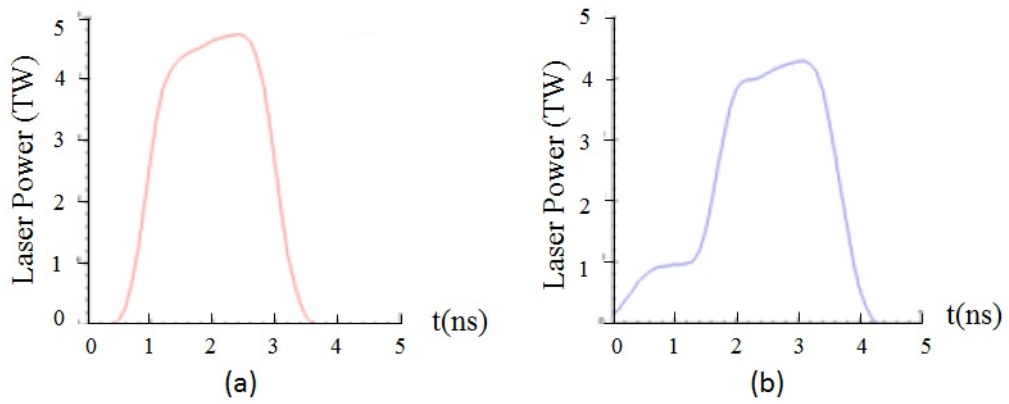


FIGURE 4.16 – Profils temporels laser réels obtenus sur la LIL

Le laser de la LIL était un quadruplet possédant les caractéristiques identiques à celles du LMJ. La chaîne laser nous permet d'obtenir jusqu'à 10kJ sur cible à 3ω avec une tache focale supergaussienne d'ordre 2,2 de diamètre 700 μm à $1/e$ (90% de l'énergie est contenue dans un cercle de 700 μm de diamètre). Deux impulsions temporelles sont considérées suivant qu'on veut ou non un plasma de couronne comme le montre la figure 4.16.

- (a) Une impulsion carrée "classique" de 2ns à mi-hauteur avec une intensité maximale de $3 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ soit 4-4,5TW afin de créer un choc à froid,
- (b) Une impulsion avec un pré-palier (PP) de 1ns d'intensité $2,5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ soit 1TW afin de créer un plasma de couronne de température et dimension similaires à celui de l'allumage par choc puis un palier de 2ns à $3 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ (4-4,5 TW) afin de créer un choc fort dans ce pré-plasma (les intensités données ici sont les intensités maximales dans l'espace et dans le temps).

Le dimensionnement du pulse s'est fait à l'aide de simulations CHIC afin de reproduire les conditions physiques de l'allumage par choc sur le LMJ et donc avoir un plasma de couronne de même température et mêmes dimensions. On compare sur la figure 4.17 les simulations hydrodynamiques CHIC représentant le plasma sur la LIL avec l'impulsion avec un pré-palier de 1ns d'intensité $2,5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ avec le plasma que l'on obtiendrait sur le LMJ dans les conditions de l'allumage par choc. Les figures 4.17(a) et (b) montrent que la distance entre le front d'ablation (pied de la température électronique T_e) et la densité critique vaut $L_1=150\mu\text{m}$ et la distance entre n_c et $n_c/4$ vaut $L_2=350\mu\text{m}$. La figure 4.17(c) montre que dans les conditions de la LIL et avec l'impulsion choisie, la couronne de plasma est proche de ces conditions pour $t=1,1\text{ns}$ avec $L_1=150\mu\text{m}$ et $L_2\approx 300\mu\text{m}$.

4.4.3 Cibles

Lors de cette campagne expérimentale, nous avons utilisé deux types de cibles (voir figure 4.18) :

- (a) Une cible plane avec 270 μm de CH puis 30 μm de molybdène et 500 μm de quartz avec un traitement anti-reflet à 532ns (AR-coating @532ns).
- (b) Une cible avec une demi-sphère de 500 μm de diamètre posée sur un nappage de CH de 20 μm puis 30 μm de molybdène et 250 μm de quartz avec un traitement

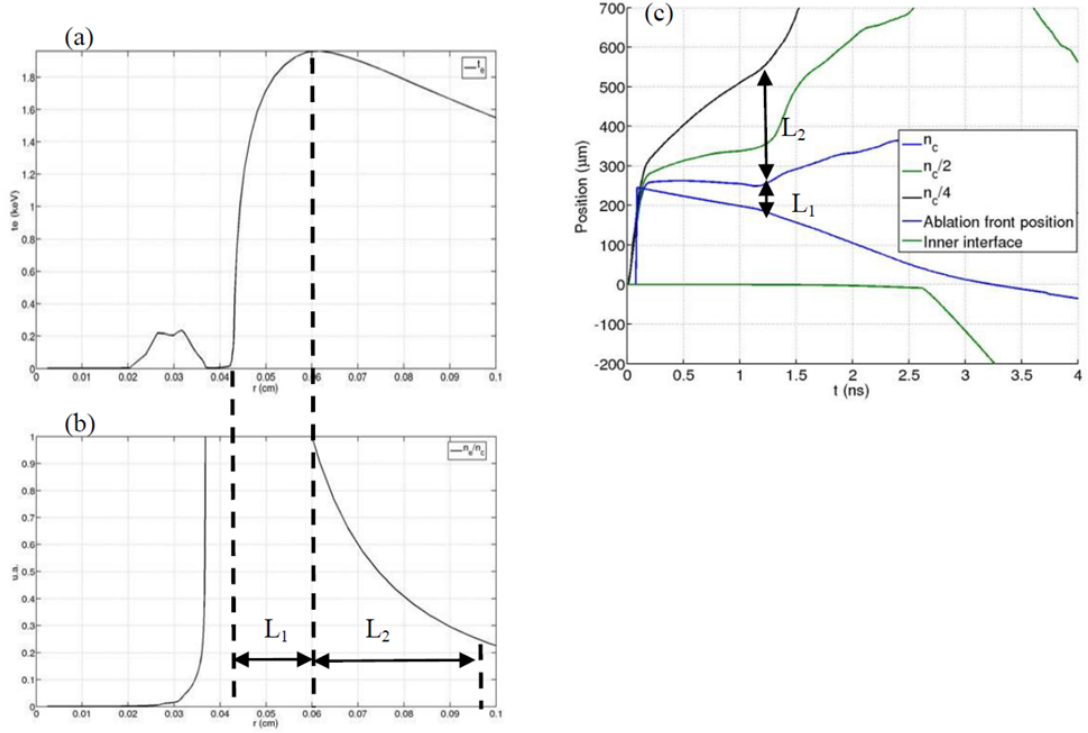


FIGURE 4.17 – (a) Température électronique (b) n_e/n_c en fonction du rayon juste avant le lancement du choc fort dans les conditions LMJ. (c) Position du front d’ablation, de la densité critique en fonction du temps dans les conditions laser de la LIL.

anti-reflet à 532ns (AR-coating @532ns).

On remarque qu’au lieu d’utiliser un cylindre comme dans la campagne expérimentale LULI, nous avons utilisé une largeur de plastique similaire à celle de Mo et SiO_2 faisant de la cible (a) un sandwich classique. Ce choix a été fait car l’utilisation d’un cylindre n’était pas nécessaire du fait d’absence de radiographie X mais aussi pour des questions de coût.

4.4.4 Diagnostics

Les diagnostics utilisés lors de cette campagne expérimentale sont logiquement similaires en de nombreux points à ceux utilisés lors de la campagne préparatoire au LULI avec l’absence notoire de la radiographie X et la présence de diagnostics mesurant la rétrodiffusion. Nous avons donc :

- Mesure de l’énergie rétrodiffusée,
- Une pinhole X afin de vérifier l’alignement du laser sur la cible,

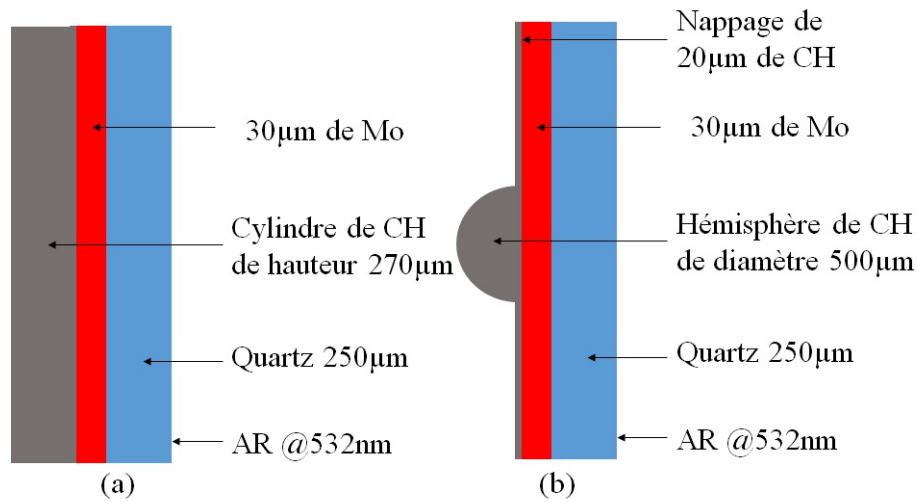


FIGURE 4.18 – Cibles utilisées sur la LIL

- Une mesure de l'émission propre du choc par pyrométrie (*Shock Optical Pyrometry* ou SOP) permettant de mesurer le temps que met le choc pour traverser la cible mais aussi d'évaluer la vitesse du choc dans le quartz (appareil calibré en absolu),
- Une mesure la vitesse du choc dans le quartz (sous réserve de pression suffisante pour le métalliser *i.e.* 1,5Mbar) par interférométrie (*Velocity Interferometer System for Any Reflector* ou VISAR).

Durant cette campagne expérimentale, j'ai surtout participé à l'interprétation des résultats expérimentaux à l'aide des simulations CHIC (code hydrodynamique radiatif lagrangien 2D axisymétrique).

4.5 Campagne expérimentale sur GEKKO XII

4.5.1 Objectif

L'expérience réalisée sur l'installation GEKKO XII était destinée à l'étude d'une thématique liée à l'allumage par choc qui n'a toujours pas été étudiée expérimentalement : la collision de choc dans un matériau solide. Le premier était de générer deux chocs forts, de les faire collisionner et de mesurer les caractéristiques du choc résultant via une radiographie X résolue en temps.

L'objectif principal de cette mesure était d'obtenir plusieurs configurations de collision *i.e.* des rapports de pressions différents entre les deux chocs qui entrent en

collision pour vérifier le modèle théorique représenté sur la figure 4.10. Pour obtenir cela, nous avons envisagé de lancer un premier choc dans le plastique solide froid et le faire rebondir sur un mur de matériau à Z élevé puis, de lancer un deuxième choc la couronne de plasma de plastique afin qu'il entre en collision avec le premier choc rebondi. Le rapport de pression entre les deux chocs se contrôle grâce au délai de lancement des deux chocs ainsi que l'énergie des faisceaux créant les chocs. Le deuxième choc est plus faible car nous souhaitons que la pression des deux chocs soit similaire au moment de la collision. La configuration plane fait que, contrairement à l'allumage par choc, le premier choc doit être plus fort que le second afin d'obtenir égalité des pressions lors de la collision. En effet, dans nos conditions expérimentales, les chocs ne sont pas stationnaires. Ainsi, la pression du premier choc va diminuer au fur et à mesure qu'il se propage, se reflète au niveau de l'interface avec le cuivre puis se propage dans l'ablateur comprimé. En revanche, le deuxième choc va se propager dans un gradient de densité, il va donc se renforcer en se propageant. Ces deux aspects sont visibles sur les figures 4.26 et 4.27. D'un côté, pour le premier choc, on voit qu'entre le temps $t=2\text{ns}$ et $t=3,5\text{ns}$, le saut de densité dû au choc diminue ce qui est la signature d'un choc de pression dominant. De l'autre côté, la pression du choc généré par le deuxième faisceau laser, elle, augmente entre les temps $t=5,5\text{ns}$ et $t=5,8\text{ns}$.

Le deuxième objectif était de mettre en évidence expérimentalement la coalescence de deux chocs grâce au VISAR. Nous voulions aussi tester la radiographie résolue en temps, un diagnostic nouveau pour notre équipe et nous souhaitons enfin tester notre code hydrodynamique dans de telles conditions afin de le valider pour de futures expériences sur d'autres installations. Ces objectifs sont illustrés par les figures 4.19 et 4.20. On illumine une cible de CH à l'aide de deux cluster laser afin d'y créer deux chocs successifs que l'on va radiographier à l'aide d'une radiographie X latérale (voir figure 4.19). Le premier choc va se propager dans le CH puis arriver sur le cuivre où l'on aura la création d'un choc transmis qui se propagera dans le cuivre puis le quartz et un choc réfléchi dans le CH comprimé (voir figure 4.20). Après un certain temps, on illumine avec un deuxième faisceau laser pour créer un second choc qui va se propager dans le plastique comprimé et entrer en collision avec la réflexion du premier choc sur le cuivre (voir figure 4.20). Cette collision de choc sera détectée par la radiographie X et va générer deux chocs divergents dont un qui va se propager dans le cuivre puis la quartz et va rattraper le premier choc transmis pour obtenir

une coalescence de choc que l'on détectera à l'aide du VISAR (voir figure 4.19).

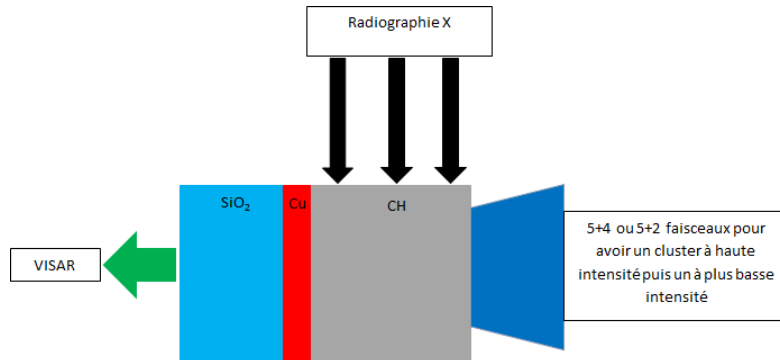


FIGURE 4.19 – Configuration expérimentale de principe

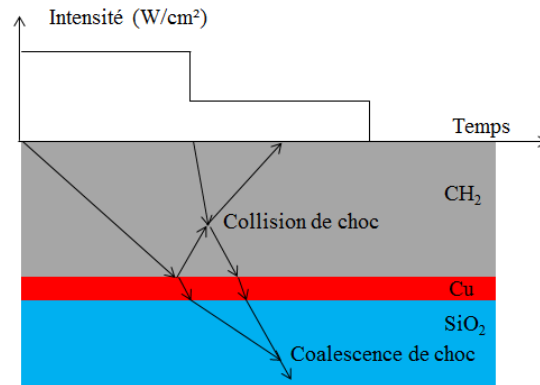


FIGURE 4.20 – Schéma représentant la dynamique de la collision d'un choc fort réfléchi sur une couche de densité élevée avec un choc plus faible et de la coalescence de deux chocs servant de base pour le dimensionnement de la campagne expérimentale sur GEKKO XII.

4.5.2 Configuration laser

Le laser GEKKO XII est un laser Nd-Ya de longueur d'onde fondamentale de 1064nm. Ce laser peut être utilisé avec une configuration plane ou sphérique. Dans notre cas, nous avons utilisé la configuration plane. Il est constitué de 12 faisceaux dont 9 peuvent être convertis à 3ω (355nm) et 3 ne peuvent être convertis qu'à 2ω (532nm). Les faisceaux lasers peuvent être décalés en temps les uns par rapport aux autres avec une flexibilité toute relative comme le montre la figure 4.21.

Le profil spatial des faisceaux est obtenu à l'aide de lames de phases générant une tache focale super-gaussienne d'ordre 4 se rapprochant fortement d'un profil plat de

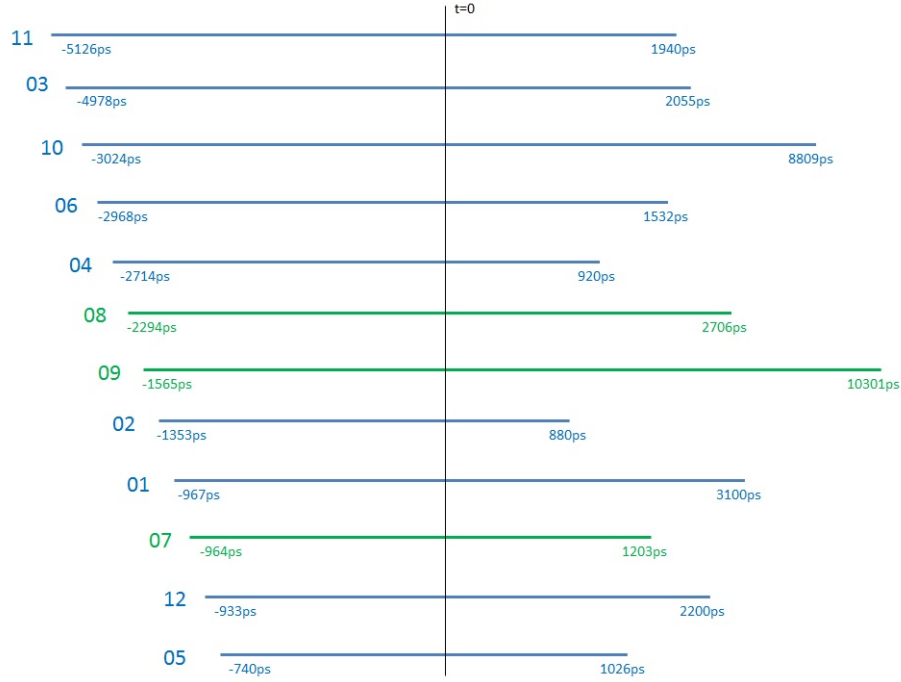


FIGURE 4.21 – Délais des différents faisceaux du laser GEKKO XII. Les temps sont donnés par rapport à un repère temporel fixé ($t=0$) et sont exprimés en picosecondes. En bleu, les faisceaux pouvant être convertis à 3ω et en vert ceux ne pouvant être convertis qu'à 2ω

500 μm de diamètre. Le profil temporel lui était, en principe, une rampe de 2,5ns de largeur à mi-hauteur. Enfin, chaque faisceau peut fournir en principe 80J à 3ω et 200 à 2ω .

4.5.3 Diagnostics

Les diagnostics utilisés lors de cette campagne expérimentale sont :

- Radiographie résolue en temps afin de mesurer l'évolution temporelle de la vitesse du premier choc lors de sa propagation dans le plastique puis après son rebond sur le cuivre. Elle sert aussi à suivre l'évolution temporelle de la vitesse du deuxième choc créé dans le plasma de couronne et sa collision avec le rebond du premier choc sur le cuivre. Enfin, elle sert à suivre la vitesse du choc résultant de la collision de choc. Pour ce diagnostic, visible sur la figure 4.22, trois faisceaux sont utilisés pour illuminer une plaque de titane pour générer un faisceau de rayon X radiographiant la cible. Le signal traverse ensuite un pinhole permettant d'obtenir une bonne résolution spatiale pour être ensuite

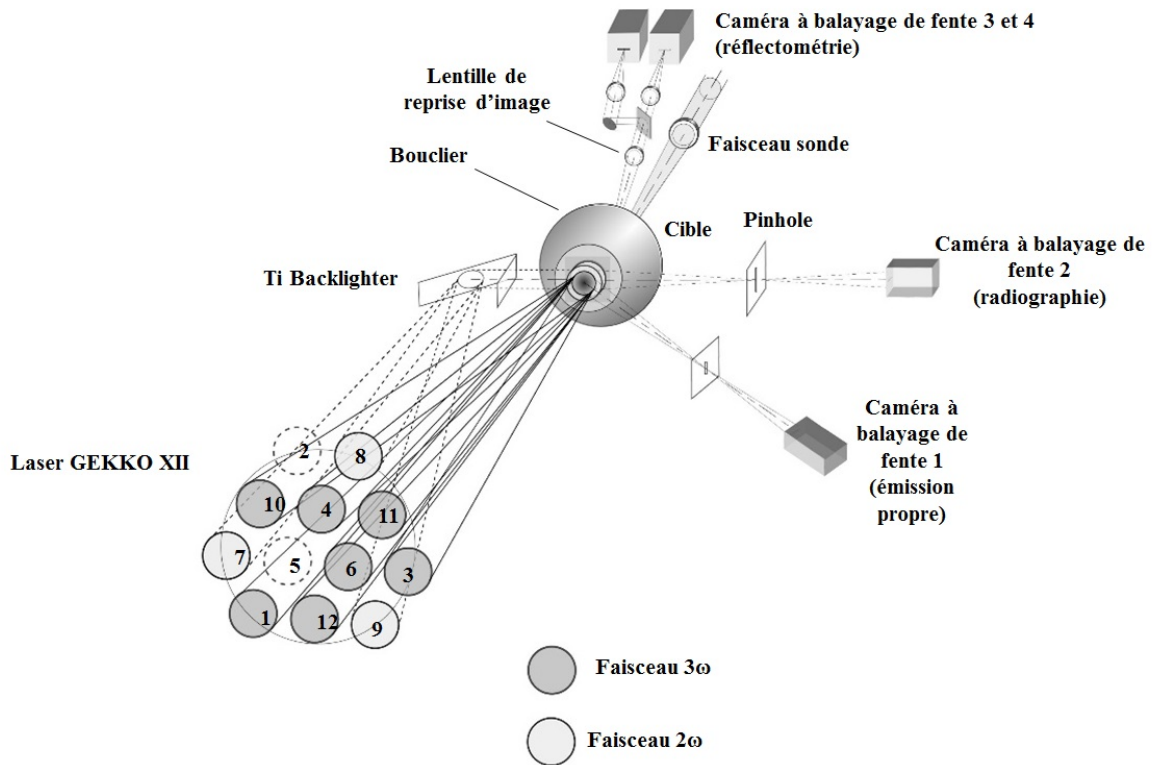


FIGURE 4.22 – Configuration expérimentale pour la campagne expérimentale Shock Ignition sur GEKKO XII

détecté par une caméra à balayage de fente (numéro 2).

- Un VISAR afin de mesurer la vitesse du choc dans le quartz et de visualiser la coalescence de choc. Pour ce diagnostic, visible sur la figure 4.22, un faisceau sonde est envoyé sur la face arrière de la cible où il est reflété puis repris par une lentille pour ensuite être envoyé sur les interféromètres et les caméras à balayage de fente (numéro 3 et 4).
- Une pinhole X résolue en temps afin de mesurer l'évolution temporelle de l'émission propre du plasma en face avant de la cible. Cette mesure permet d'avoir une estimation de l'impulsion temporelle. Pour ce diagnostic, visible sur la figure 4.22, l'émission propre du plasma en face avant traverse une pinhole afin d'avoir un signal avec une bonne résolution spatiale pour être ensuite détecté par une caméra à balayage de fente (numéro 1).

Pour cette campagne expérimentale, j'ai rédigé la proposition d'expérience, réalisé le dimensionnement dans son intégralité (impulsions laser, cible, *backlighter*, délais

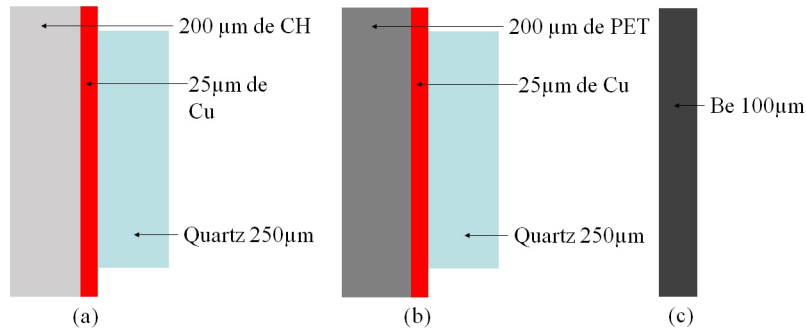


FIGURE 4.23 – Cibles proposées et/ou utilisées lors de l'expérience de collision de choc sur GEKKO XII

entre les faisceaux, impulsion temporelle des lasers), participé à la mise en oeuvre expérimentale, au développement d'un diagnostic numérique de radiographie résolue en temps et à l'analyse des résultats (ce dernier, en collaboration avec les acteurs de l'expérience).

4.5.4 Dimensionnement

Le dimensionnement a été réalisé à l'aide de simulations 1D et 2D effectuées à l'aide du code hydrodynamique radiatif CHIC [106] et des données exposées précédemment. Pour ce faire, une première série de simulations sont réalisées en 1D afin de trouver une configuration optimale sans pour autant utiliser trop de temps de calcul. Une fois la configuration obtenue, on compare les résultats avec un calcul 2D possédant les mêmes caractéristiques. Si les résultats sont assez proches, la configuration est donc validée et cela implique que les effets 2D sont relativement limités dans l'expérience. Dans le cas où la simulation 2D trouverait des résultats très différents, il faudra réaliser d'autres simulations bidimensionnelles avec des conditions différentes permettant d'atteindre nos objectifs. Dans notre cas, les dimensions de la tache focale sont assez grandes par rapport à celles de la cible pour être dans une configuration monodimensionnelle ce qui donc facilite grandement le travail.

La première étape consiste donc à choisir une première configuration qui sert de base d'étude et de déterminer les différents paramètres pouvant varier et ceux qui ne le peuvent pas. Pour ce faire, nous nous sommes servis des travaux théoriques déjà réalisés dans notre laboratoire et nous les avons adaptés à la configuration laser ici utilisée. Nous avons donc choisi une cible avec un ablateur de CH_2 suivie d'une couche

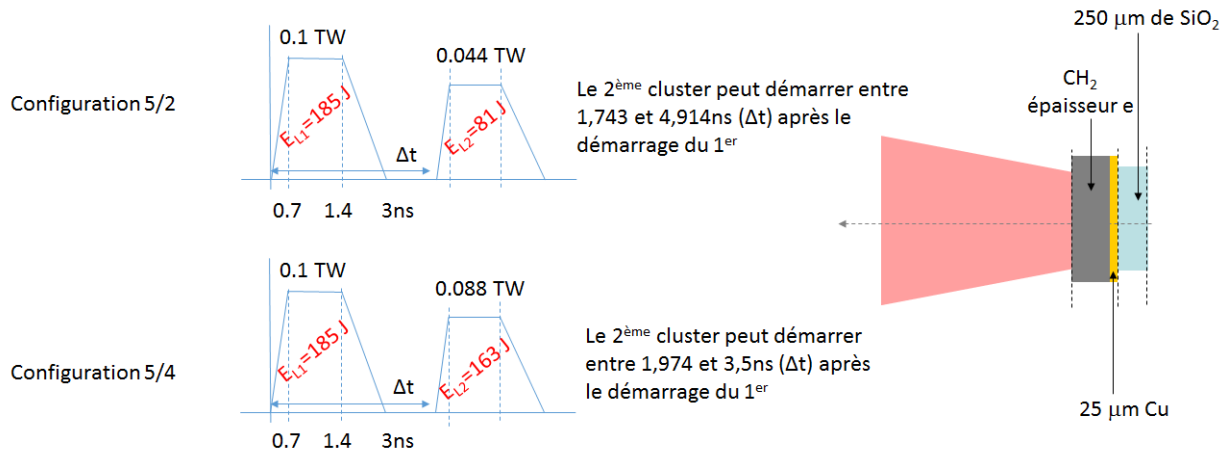


FIGURE 4.24 – Schéma représentant les conditions de simulations des deux configurations laser choisies *i.e.* constituée d'un premier cluster de 5 faisceaux suivi d'un second formé de 2 (en haut) ou de 4 faisceaux. Pour chaque configuration, le délai entre les deux clusters ne peut varier qu'à l'intérieur d'un intervalle de temps donné.

de cuivre qui permet de réfléchir le premier choc, stopper les électrons chauds et le rayonnement X puis, d'une couche de quartz afin de visualiser la coalescence de chocs avec le VISAR.

Ensuite, nous avons examiné avec beaucoup de précautions le champ de valeur que peuvent prendre les paramètres que sont : l'épaisseur de l'ablateur, le délai entre les faisceaux (voir figure 4.21 et 4.24), le nombre de faisceaux par *cluster* et la largeur de l'ablateur.

Puis, nous avons déterminé les différentes grandeurs physiques de sortie des simulations nous permettant de discriminer les configurations réalistes et réalisables des autres *i.e.*, par ordre chronologique :

- le temps de débouché du premier choc dans le quartz et de coalescence : l'écart entre les deux doit pouvoir être vu sur une même image de la caméra à balayage de fente avec un calibre raisonnable *i.e.* ne pas dépasser les 20ns de préférence.
- le saut de densité lors de la collision de choc doit permettre d'obtenir un bon contraste avec la radiographie avec un rapport de compression au moins égale à 2, si possible.
- la distance entre la surface de cuivre non perturbée et le saut de densité doit être assez grande afin de permettre de différencier le front de choc de la surface du cuivre froid. La distance minimale requise dépend essentiellement de la

qualité de l'alignement et de la résolution spatiale atteignable. Il faut bien faire attention à prendre la surface de cuivre non perturbé comme référence car, pour la radiographie de profil, le flux X traversera toute la cible dont une partie où le cuivre n'aura pas bougé.

- le saut de vitesse lors de la coalescence doit être assez grand pour être visible sur les VISAR en introduisant soit un saut de frange, soit une variation significative de la pente des franges et une métallisation du quartz.
- l'épaisseur transversale de CH_2 doit permettre d'obtenir une transparence aux rayons X suffisante et un contraste au passage d'un choc assez grand pour que la radiographie soit exploitable.

Par exemple, sur les figures 4.26 et 4.27, nous présentons le résultat d'une simulation 1D avec les profils de densités obtenus à différents temps. Cette simulation a été réalisée dans une configuration 5/2 avec un délai entre les deux *cluster* de 4,9ns (voir figure 4.24). Le premier *cluster* de 5 faisceaux délivre 185J à 3ω avec une puissance crête de 0,1TW et le deuxième *cluster* délivre 81J à 3ω avec une puissance crête de 0,044TW. La cible était constituée de 100 μm de CH_2 , 25 μm de Cu et 250 μm de SiO_2 . Les résultats montrent que le premier choc débouche dans le SiO_2 au bout de 5,5ns, que la collision de choc se déroule à 6ns et à 25 μm de la surface du cuivre non perturbé avec un saut de densité de 1,25 à 2,25g/cm³ et que la coalescence de choc arrive au bout de 18,5ns avec un saut de vitesse fluide passant de 5,37km/s à 6,3km/s comme le montre la figure 4.25. Cet exemple de configuration présente plusieurs problèmes : tout d'abord, le saut de densité est petit, le facteur de compression est inférieur à 2 et la collision ne se situe qu'à 25 μm de la surface de cuivre non perturbée ce qui ne permettra probablement pas de distinguer la collision de la surface de cuivre. Ensuite, lors de la coalescence, on ne métallise pas le quartz car la vitesse fluide vaut 5,37km/s ce qui correspond, d'après la table SESAME numéro 7385, à une pression inférieure à 1,5Mbar limite basse de métallisation du quartz. Enfin, le saut de vitesse lors de la coalescence n'est pas fort (saut de 1km/s) et ne permettra pas d'avoir un saut de frange. Ce n'est donc pas une situation idéale et il faut changer plusieurs paramètres.

Configuration choisie : Afin de répondre à toutes les problématiques énoncées précédemment mais aussi de se donner des marges d'erreur sur chacun des paramètres au cas où les conditions lasers s'avèrent être différentes, nous avons convergé vers la

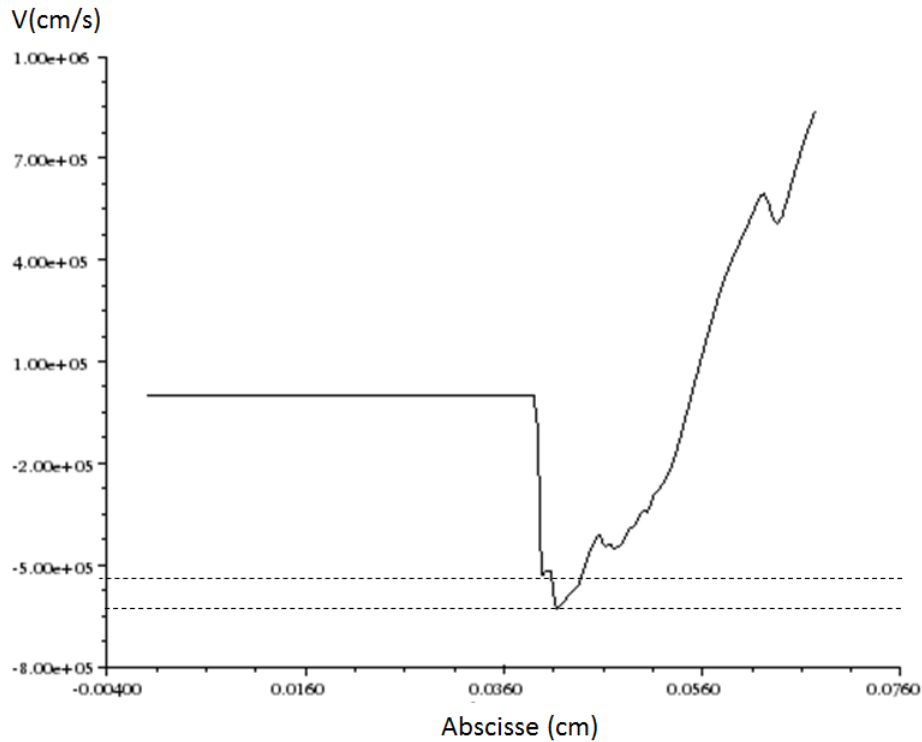


FIGURE 4.25 – Profils de vitesse fluide issus d’une simulation 1D réalisée à l’aide du code hydrodynamique CHIC sur une cible de $100\mu\text{m}$ de CH_2 suivi de $25\mu\text{m}$ de cuivre et $250\mu\text{m}$ de SiO_2 au temps $17,9\text{ns}$

configuration suivante :

- Cibles constituées de $200\mu\text{m}$ de CH_2 puis $25\mu\text{m}$ de Cu et enfin $250\mu\text{m}$ de quartz (voir figure 4.23a),
- Configuration laser en deux *clusters* de 5 puis 2 faisceaux avec un délai entre les deux de $4,9\text{ns}$,
- Épaisseur transversale de CH_2 de cible de $1,2\text{mm}$,
- Les tirs de radiographie commencent $2,75\text{ns}$ après le début du premier *cluster* et se chevauchent pour obtenir une irradiation temporellement uniforme sur un temps total de $7,5\text{ns}$.

Les simulations prenaient en compte les données déjà exposées dans la partie « configuration laser ». De plus, afin de tenir compte d’une possible erreur de pointage et de pertes éventuelles d’énergie laser, nous avons considéré une tache focale de $600\mu\text{m}$. Nous avons simulé ces conditions et généré une image de radiographie résolue en temps par post-traitement des données de simulations afin d’obtenir un

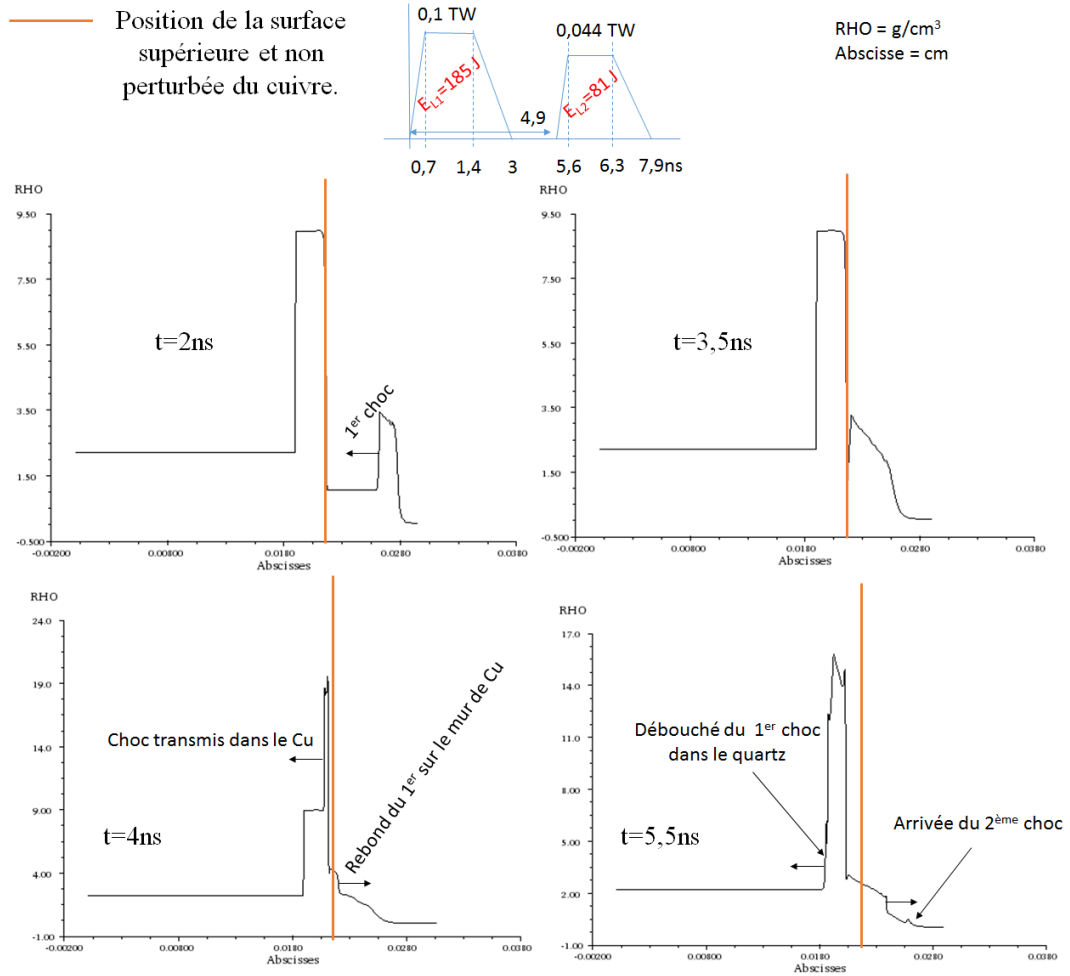


FIGURE 4.26 – Profils de densité issus à 4 différents temps (2ns, 3,5ns, 4ns et 5,5ns) d’une simulation 1D réalisée à l’aide du code hydrodynamique CHIC sur une cible de 100 μm de CH₂ suivi de 25 μm de cuivre et 250 μm de SiO₂.

diagramme de marche qui est montré sur la figure 4.28.

Configuration réelle : Durant l’expérience, des diagnostics lasers ont été installés afin de vérifier les conditions lasers avec précision et vérifier qu’elles correspondent bien à celles demandées et, si besoin, recalcr les simulations pour correspondre au mieux aux conditions réelles. La configuration réelle différait de celle prévue en plusieurs points. Tout d’abord, à cause de problèmes de temps de fabrication, les cibles ont été quelque peu modifiées changeant le CH₂ par du PET (voir figure 4.23b). Ceci a eu un effet dévastateur sur la radiographie résolue en temps dont la transparence est passée de 30% à 0,46% pour la partie non choquée. Ne pouvant raisonnablement pas

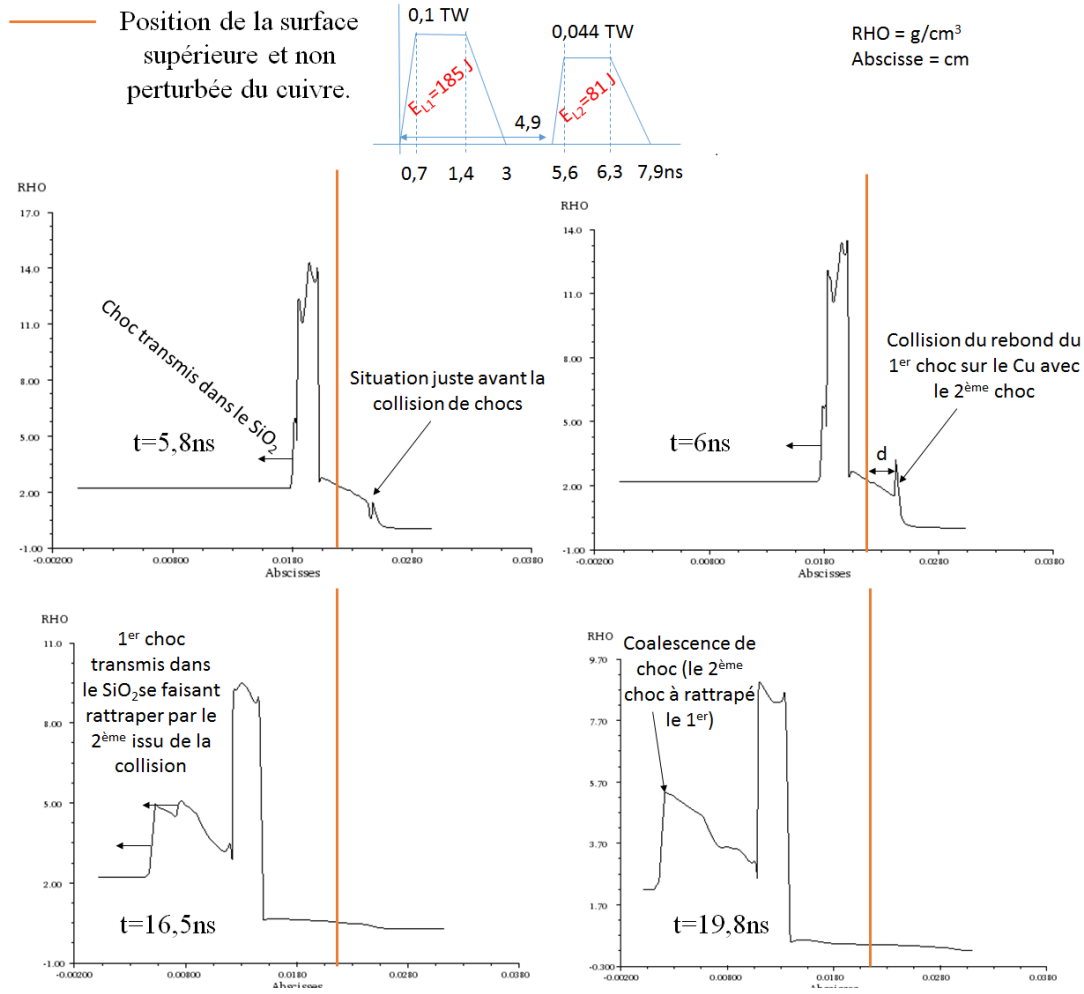


FIGURE 4.27 – Profils de densité issus à 4 différents temps (5,8ns, 6ns, 16,5ns et 19,8ns) d’une simulation 1D réalisée à l’aide du code hydrodynamique CHIC sur une cible de 100 μm de CH₂ suivi de 25 μm de cuivre et 250 μm de SiO₂.

changer de source X, nous avons décidé de changer de cible et de tirer sur des cibles de beryllium pur de 100 μm (voir figure 4.23c) afin de pouvoir au moins caractériser nos diagnostics.

Ensuite, l’énergie fournie sur cible était plus faible que prévue passant de 80 à 50J par faisceau à 3ω pour les deux *cluster* et de 200 à 75J à 2ω pour les faisceaux de radiographie.

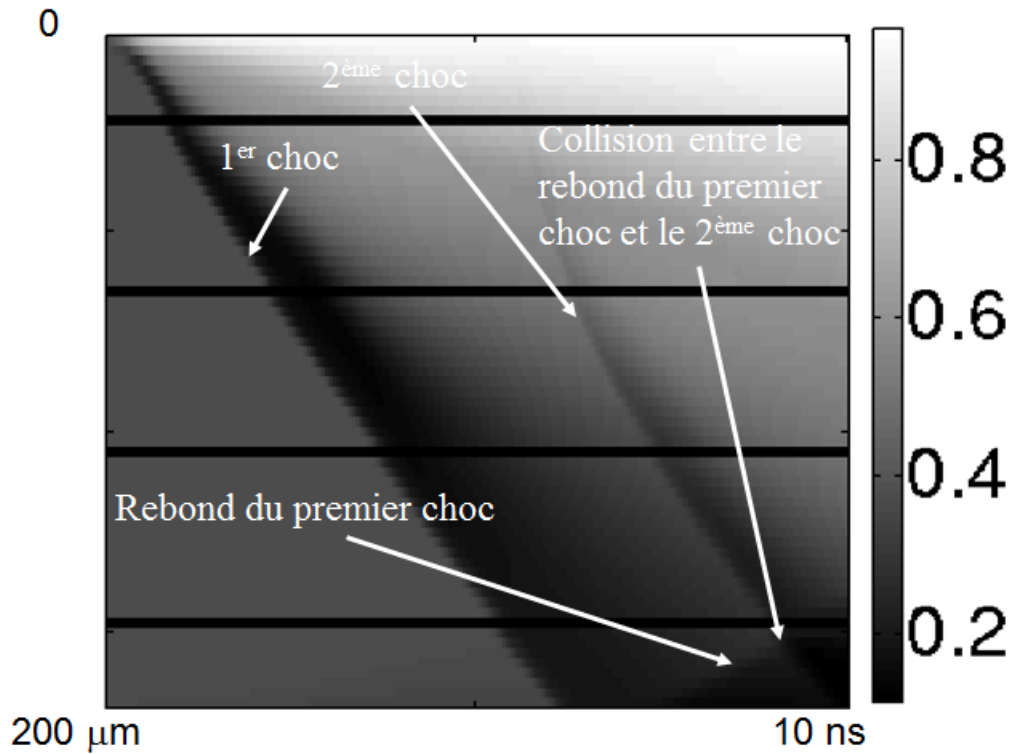


FIGURE 4.28 – Post-traitement de la simulation hydrodynamique CHIC dans la configuration expérimentale choisie reproduisant le diagnostic de radiographie résolue en temps.

4.6 Résultats

Les campagnes expérimentales présentées dans cette partie (LULI, LIL, GEKKO) ont permis d'explorer plusieurs thèmes théoriques, aussi abordés en amont dans ce chapitre. Ainsi, nous avons testé la génération d'un choc fort avec un plasma de couronne au cours de la campagne sur la LIL mais aussi dans la campagne expérimentale sur PALS déjà présentée dans le chapitre précédent. Nous avons aussi pu, au cours de ces expériences, étudier l'influence de la géométrie de la cible sur les pressions générées ainsi que la géométrie du choc. mettre en place une plateforme expérimentale afin de préparer de futures campagnes expérimentales sur les grandes installations lasers mondiales que sont LMJ-PETAL et GEKKO XII où des propositions d'expériences ont été acceptées et se dérouleront, en principe, d'ici à la fin 2018. Cette plateforme est constituée de la validation de notre code hydrodynamique dans les conditions de l'allumage par choc, la maîtrise des diagnostics expérimentaux dans leur mise en

oeuvre et leur analyse et enfin l'élaboration d'outils de post-traitement permettant de reproduire les diagnostics expérimentaux à partir de notre outil de simulation CHIC.

4.6.1 Génération de chocs forts avec un plasma de couronne

La génération d'un choc fort dans une couronne de plasma nécessite l'utilisation d'une installation laser disposant de plusieurs faisceaux ou alors pouvant profiler l'impulsion temporelle afin de faire apparaître deux phases : une à "faible" intensité pour créer le plasma de couronne et une à intensité plus forte pour créer le choc. C'était le cas sur les installations PALS et LIL. Des expériences ont déjà été réalisées sur ce thème où des chocs ont pu être générés en présence de plasma de couronne en géométrie plane [24, 122] pour lesquelles on a pu générer entre 40 et 70Mbar de pression d'ablation dans le plastique ou sphérique [17, 18] pour lesquelles on a pu générer environ 200Mbar de pression d'ablation dans le même matériaux. Toutes ont montré la possibilité de générer des chocs en présence d'un plasma de couronne. Néanmoins, aucune ne s'est encore placée dans les conditions physiques de l'allumage par choc (environ 300Mbar de pression d'ablation sont nécessaires dans le plastique pour obtenir l'allumage des réactions de fusion) ni ne s'en est approchée autant ces dernières années.

4.6.1.1 Géométrie plane

Géométrie plane à PALS (*Cette sous partie est une redite de ce qui a déjà été présenté et discuté dans le chapitre 3 mais il est nécessaire de le rappeler ici afin de maintenir une certaine consistance*)

L'avantage de l'installation laser PALS est qu'elle est la seule en Europe permettant d'obtenir des intensités très élevées (aux alentours de $1 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$) dans une impulsion laser de quelques centaines de picosecondes ce qui permettait de générer un choc fort comparable au *spike* de l'allumage par choc.

Comme déjà annoncé, en présence d'un plasma de couronne, nous avons obtenu des pressions d'ablation de l'ordre de 90Mbar (voir figure 4.29) La valeur de pression a été retrouvée en reproduisant le temps de débouché de choc comme c'est le cas sur l'image 4.30 ou nous obtenons un temps de débouché de choc de 1ns comme dans les mesures expérimentales. L'analyse des résultats expérimentaux et des simulations montrent que la taille de la tache focale a une grande influence sur nos résultats.

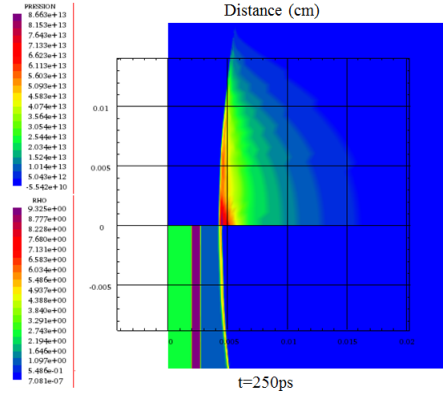


FIGURE 4.29 – Carte des pressions (partie haute) et des densités (partie basse) au niveau du maximum de l’impulsion laser ($t=250\text{ps}$) obtenue à partir d’une simulation CHIC réalisée sur une cible constituée de $25\mu\text{m}$ de parylène-C, $5\mu\text{m}$ de cuivre et $25\mu\text{m}$ d’aluminium avec un faisceau à 3ω ($\lambda=0,438\text{nm}$), une énergie de 200J et une tache focale gaussienne de $100\mu\text{m}$ de largeur à mi-hauteur. Cas représentant un tir sur le laser PALS.

En effet, la pression du choc durant sa propagation dans la cible est réduite du fait des effets 2D liés à la dimension de la tache focale qui est comparable à l’épaisseur de la cible. De surcroît, la pression d’ablation est réduite dès sa génération à cause des effets 2D dans la zone de conduction. Les simulations montrent que la zone de conduction dans le plasma possède une longueur proche de la dimension de la tache focale. Ceci est la source d’importantes pertes énergétiques entre la région où le laser est absorbé (vers la densité critique du plasma) et le front d’ablation où le choc est généré.

Nous avons estimé la pression d’ablation qu’on aurait pu obtenir sans effets 2D. Il n’était pas possible d’obtenir cette configuration expérimentalement puisqu’il aurait fallu illuminer la cible avec la même intensité mais avec une tache focale beaucoup plus grande afin de s’approcher d’un cas 1D. Cette estimation a été réalisée à l’aide des deux codes CHIC [106] et DUED [105] où nous avons réalisé des calculs avec une tache focale de $400\mu\text{m}$. Ces simulations ont montré que l’on pouvait obtenir des pressions d’ablation de l’ordre de 150 à 180Mbar . De telles campagnes expérimentales n’étaient pas possibles sur cette installation laser puisqu’elles auraient nécessité seize fois plus d’énergie pour conserver la même intensité laser. De plus, il serait nécessaire de maintenir l’intensité laser sur plus d’une nanoseconde afin d’éviter les effets négatifs des ondes de relaxation, ce qui impliquerait soixante-quatre fois plus d’énergie soit

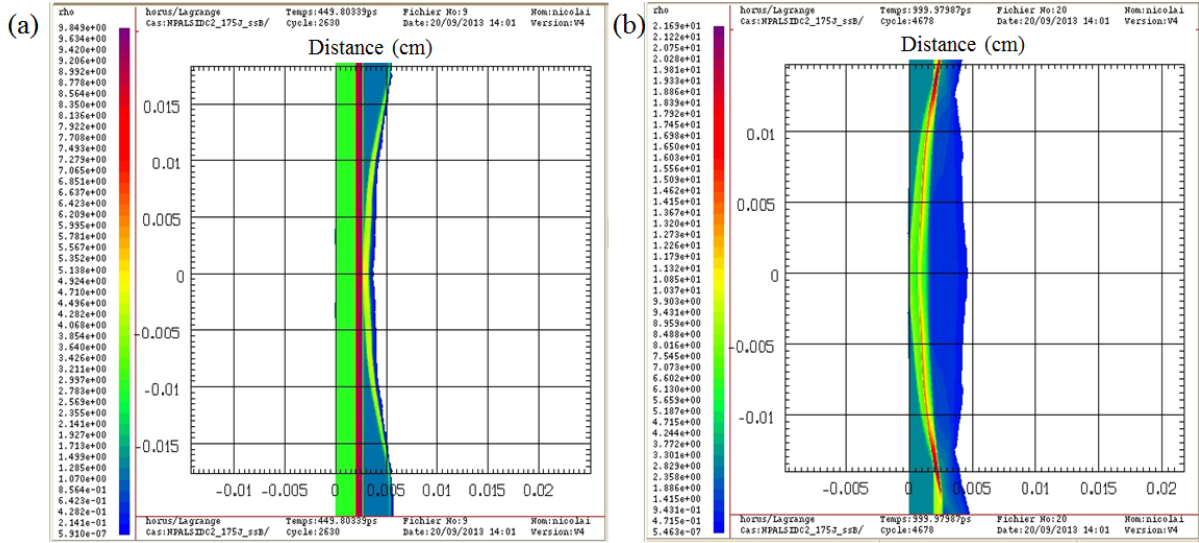


FIGURE 4.30 – Exemple de résultat d’une simulation CHIC réalisée sur une cible constituée de $25\mu m$ de parylène-C, $5\mu m$ de cuivre et $25\mu m$ d’aluminium avec un faisceau à 3ω ($\lambda=0,438nm$), une énergie de $200J$ et une tache focale gaussienne de $100\mu m$ de largeur à mi-hauteur. Carte des densités à $t=450ps$ (a) lorsque le choc arrive dans le cuivre et à $t=1ns$ (b) lorsque le choc débouche dans le vide et que l’on commence à collecter l’émission propre du choc.

environ $12kJ$ à 3ω (soit $\lambda=438nm$).

Ces résultats sont très encourageants dans la mesure où l’on arrive à générer de très fortes pressions même en présence d’un plasma de couronne. Néanmoins, nous restons éloignés de la pression d’ablation nécessaire à l’allumage ($\approx 300Mbar$) et surtout, le pré-plasma n’est pas réellement dans les conditions physiques typiques de l’allumage par choc.

Géométrie plane sur la LIL Les conditions décrites ci-dessus sont relativement proches des conditions laser que l’on a obtenus lors de la campagne expérimentale sur la LIL. En effet, ce laser peut générer $10kJ$ à 3ω (soit $351nm$) et, lors des tirs avec pré-palier, le plasma de couronne était dans les conditions de l’allumage par choc. Les résultats de ces tirs sont présentés dans la table 4.1 p172. On arrive donc à une pression d’ablation de $90Mbar$ dans le cas plan. Ce résultat est très inférieur à ce que l’on aurait pu s’attendre. Cependant, il faut rappeler que l’intensité sur cible (cf. table 4.2 p172) de cette expérience était inférieure. En effet, sur la LIL nous avons une intensité de $3 \times 10^{15} W/cm^2$ alors qu’à PALS nous avons 1 à $2 \times 10^{16} W/cm^2$ soit trois à sept fois plus.

4.6.1.2 Géométrie hémisphérique sur la LIL

Les tirs évoqués ci-dessus ont aussi été réalisés en géométrie hémisphérique et ont permis d'obtenir des pressions d'ablation plus élevées comme déjà annoncé précédemment dans le table 4.2 p172 soit entre 115 et 120Mbar. Un dernier tir a aussi été réalisé avec une intensité plus élevée sur une hémisphère. Pour ce tir, nous n'avons pas de prépalier et nous avons obtenu une pression d'ablation de 140Mbar avec une puissance de $P_L = 6\text{TW}$, une intensité $I = 4,4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ et une absorption de 85%.

4.6.2 Influence de la géométrie de la cible sur le choc généré

4.6.2.1 Effet sur les pressions d'ablation estimées

Influence de la géométrie des cibles sur les pressions d'ablation au LULI

Des tirs ont été effectués en géométries hémisphérique et plane afin de comparer les temps de débouché de choc en face arrière. Nous les comparons aux simulations numériques afin de remonter à l'histoire des pressions du choc généré dans le matériau ablateur et surtout, à la pression d'ablation maximale générée.

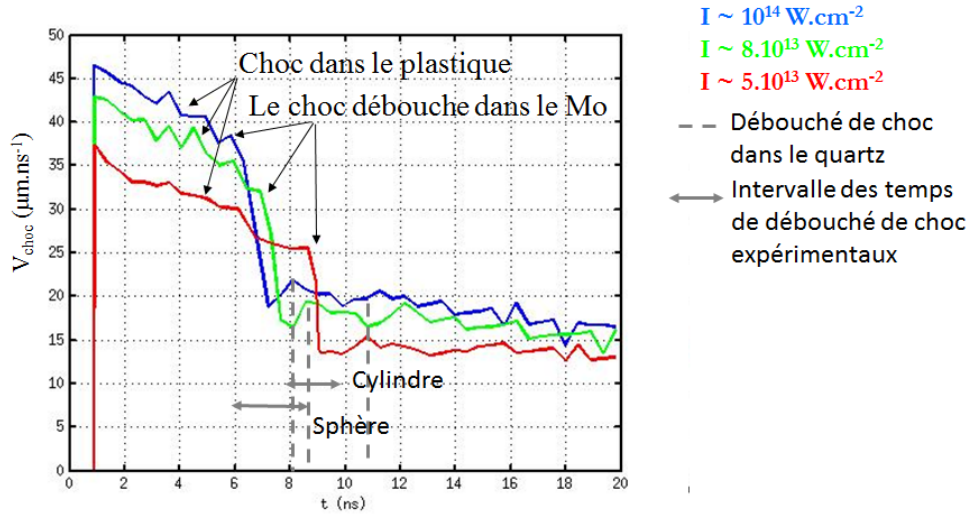


FIGURE 4.31 – Évolutions de la vitesse de choc issues de simulations 1D réalisées à l'aide du code hydrodynamique CHIC pour différentes intensités sur cibles avec $250\mu\text{m}$ de CH, $15\mu\text{m}$ de Mo et $250\mu\text{m}$ de quartz. Sont indiqués les temps de débouché de choc dans le Mo et dans le quartz ainsi que les résultats expérimentaux obtenus.

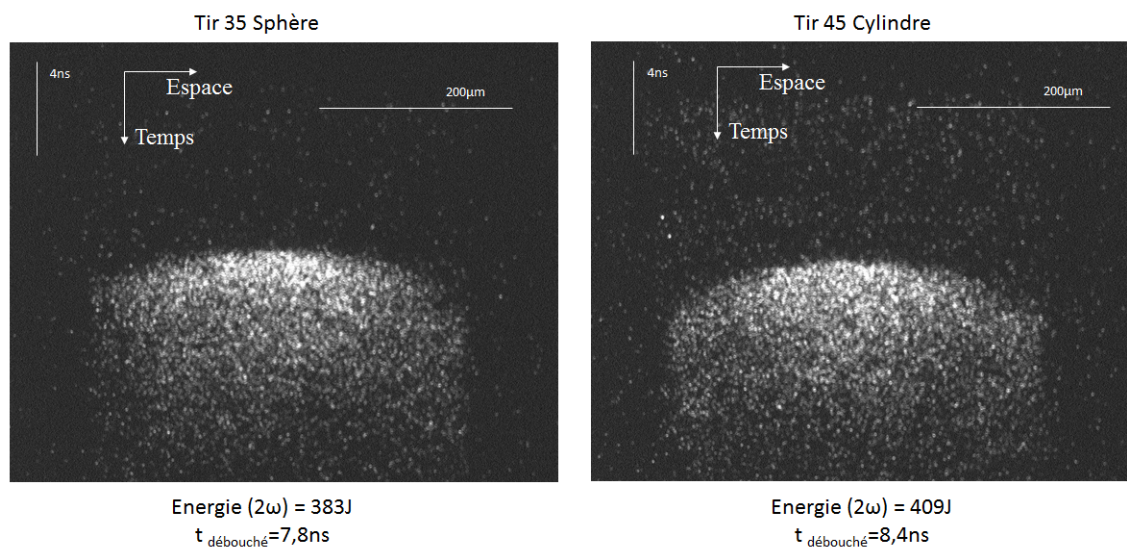


FIGURE 4.32 – Exemple de résultats de mesure d’émission propre en face arrière pour les deux géométries étudiées dans des conditions similaires obtenue lors de la campagne LULI.

Lors de la campagne expérimentale LULI, les résultats étaient très peu reproductibles (plusieurs tirs ne donnent pas le même résultat alors qu’ils sont réalisés dans les mêmes conditions) ce qui fait qu’à la fin, les résultats avaient tendance à se superposer *i.e.* que les temps de débouchés de choc n’étaient pas clairement séparés entre ceux obtenus en géométrie plane et ceux obtenus en géométrie sphérique. En effet, une dispersion de plus de 1ns est constatée sur les temps de débouché sur les cibles cylindriques et de plus de 2ns sur les cibles sphériques. La figure 4.31 illustre cela. On y montre, pour trois intensités lasers différentes, l’évolution de la vitesse du choc au cours de sa propagation dans la cible d’après des simulations réalisées à l’aide du code hydrodynamique radiatif CHIC [106]. Ainsi, les sauts de vitesses sont dus à des changements de matériaux (passage d’un matériau à un autre d’impédance différente). Il est possible, sur ces courbes, de détecter le moment où le choc arrive dans le molybdène et ensuite dans le quartz. Ce dernier est le temps que l’on mesure expérimentalement grâce à la mesure de l’émission propre du choc et que l’on va comparer avec les résultats expérimentaux.

Un exemple de ces résultats est montré dans les figures 4.32 et 4.33. À cause de cette dispersion des résultats expérimentaux, il n’était pas possible d’obtenir des tirs radiographiques similaires pour les comparer entre eux (comparaison des formes du

front de choc à différents temps et estimation d'une vitesse moyenne sur certains intervalles de temps). Cette dispersion sur les sphères est probablement due aux erreurs de pointages. En effet, deux sources d'erreur de positionnement se cumulent dans le cas de la sphère : tout d'abord le laser ne tire peut être pas exactement au centre de la sphère. Ensuite, la mesure de l'émission propre est une mesure 1D et notre fente ne regarde peut être pas non plus au centre de la sphère tout en sachant que la tache focale était très piquée et donc le choc très 2D. Néanmoins, cela n'explique pas la dispersion des résultats pour le cas plan. Dans une moindre mesure, cette dispersion peut provenir de la dispersion des profils temporels (voir annexe A) ne permettant pas une comparaison viable des résultats entre eux. En effet, nous avons des profils temporels de laser très diverses ce qui a un effet sur l'hydrodynamique donc sur les temps de débouchés de choc et enfin sur les pressions et vitesses des chocs. Ceci est illustré par la figure 4.34 où l'on montre les profils temporels de certains tirs et exploité dans l'annexe A. Dans tous les cas, ce dont nous sommes sûr est le fait que le temps de débouché vrai est inférieur ou égal à ceux mesurés dans le cas des sphères. Sur certains tirs comparables, nous pouvons cependant obtenir des résultats conclusifs mais avec peu de répétabilité. Ainsi, les temps de débouché sont passés de 8,5ns à 6,75ns entre les deux géométries avec une intensité de l'ordre de $10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$. Ces résultats montrent bien que la géométrie sphérique permet, pour une même impulsion et tache focale, de générer des pressions plus élevées et donc d'obtenir des temps de débouché de choc plus courts.

Ces résultats sont obtenus avec la mesure d'émission propre en face arrière mais aussi avec les mesures VISAR dans la mesure où l'on a un saut de réflectivité lorsque le choc débouche. On peut comparer ces résultats avec les simulations 1D réalisées à l'aide du code CHIC pour différentes intensités sur cible comme sur la figure 4.31. On remarque alors que le temps de débouché de choc dans le cas sphérique est proche du cas 1D qui montre bien que, dans le cas du cylindre (soit le cas plan), il y a beaucoup de pertes latérales comme il était annoncé dès la proposition d'expérience.

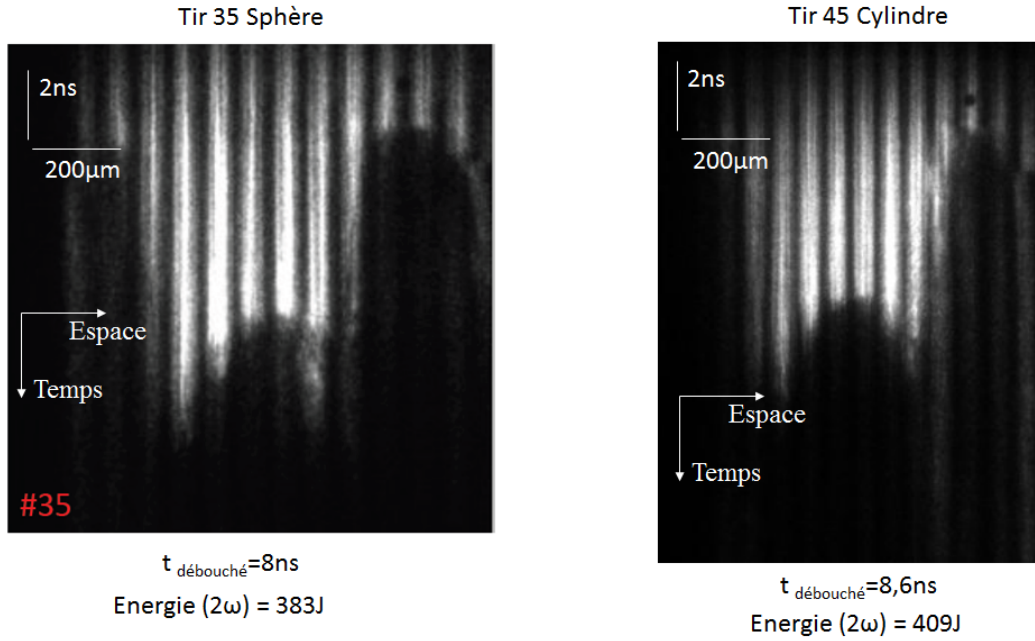


FIGURE 4.33 – Exemple de résultats de mesure VISAR pour les deux géométries étudiées dans des conditions similaires obtenue lors de la campagne LULI.

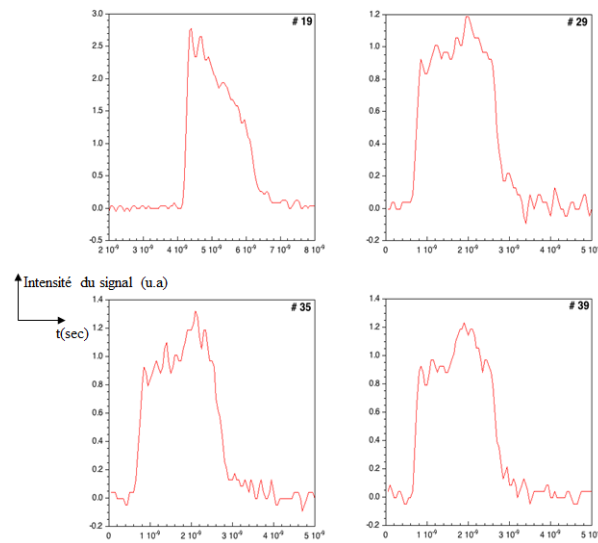


FIGURE 4.34 – Impulsions temporelles d'une sélection de tirs lors de la campagne LULI.

Influence de la géométrie des cibles sur les pressions d'ablation sur la LIL La même tendance a été observée lors de la campagne expérimentale LIL mais avec plus de précision dans la mesure. En effet, grâce à l'émission propre des chocs, nous avons obtenu des temps de débouché de choc largement inférieurs en géométrie

sphérique qu'en géométrie plane (environ 30% de moins) ce qui est illustré avec la figure 4.35 où sont représentés deux tirs LIL. Sur ces figures, on voit le signal d'origine des temps ou *fiducial* ainsi que le débouché de choc dans l' α -quartz à 4,45ns pour la cible plane et 3,62ns pour la cible hémisphérique ainsi que dans le vide à 10,8ns pour la cible plane et 7,21ns pour la cible hémisphérique. Par ailleurs, la courbure du choc est plus importante sur les figures 4.39 (b) et 4.35 (b) en sortie dans le vide ce qui est bien gage d'un choc plus rapide avec la géométrie sphérique.

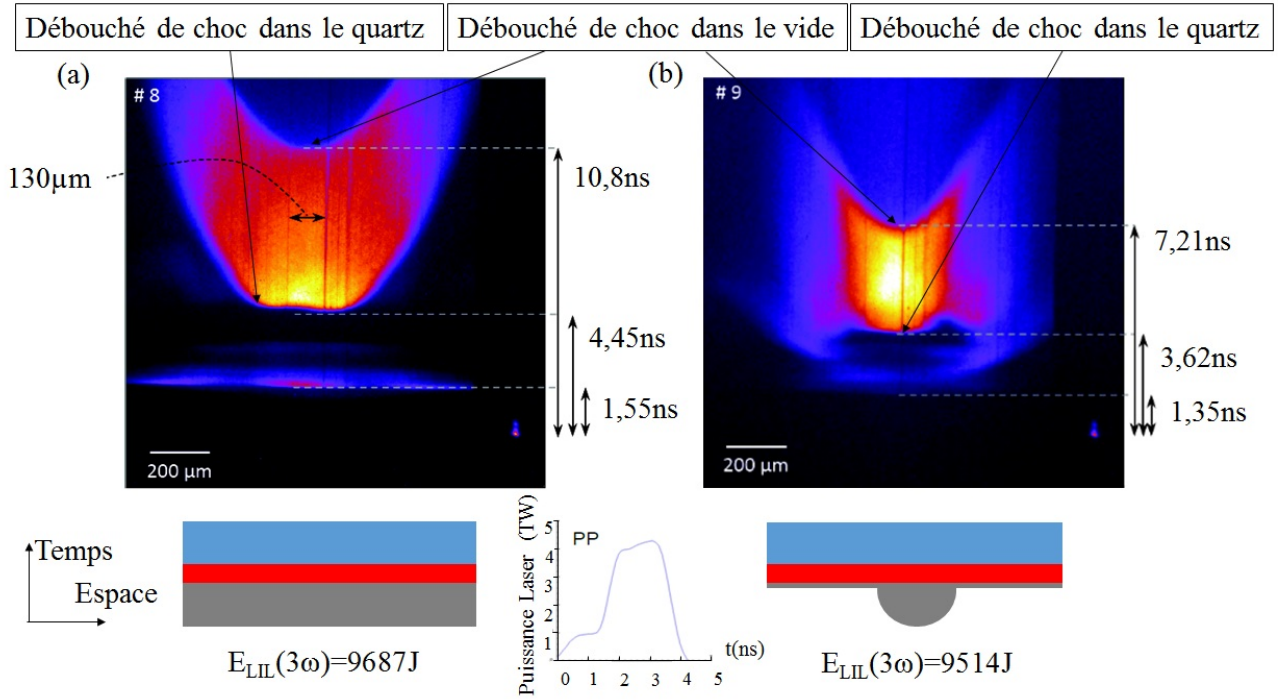


FIGURE 4.35 – Résultats de la mesure de l'émission propre du choc lors de deux tirs sur l'installation LIL en géométrie plane (a) et hémisphérique (b).

On remarque aussi qu'un phénomène apparaît en géométrie plane mais est absent en géométrie sphérique. Effectivement, si on examine la courbure du débouché de choc dans l' α -quartz, on remarque qu'au niveau du centre, cette courbure perd sa convexité et apparaît une zone d'ombre. Ce phénomène s'appelle le *blanking* et peut être dû au pré-chauffage des électrons chauds qui ionisent localement le quartz ce qui le rend totalement opaque et ne permet donc pas à l'émission propre de se propager ni à la réflexion du laser de sonde du VISAR de se faire. Néanmoins, dans notre cas, la faible fraction d'énergie rétrodiffusée à cause des instabilités paramétriques et les images VISAR portent à croire que les électrons chauds sont peu nombreux et n'ont

pas pu traverser le bouclier de Mo et donc qu'il ne peut y avoir de préchauffage du quartz par les électrons chauds. Pour cette raison, nous pensons que ce phénomène, dans notre cas est dû au rayonnement du choc. En effet, lorsque le choc dépasse les 80Mbar, son rayonnement dépasse les 10eV ce qui va endommager la couche de quartz qui se trouve derrière et donc rendre aveugle nos diagnostics optiques. Nous n'avons pas été en mesure de comprendre plus en profondeur ce phénomène et il devra être exploré à l'aide d'études dédiées. Cependant, il a déjà été observé au LULI par exemple et leur étude montre que ce phénomène est dû au préchauffage des rayons-X générés par l'absorption du faisceau de forte intensité (ou *spike*) par la couronne plasma. Ces rayons X pénètrent la cible, ne sont pas stoppés par le *shielding* (le Mo dans notre cas) et sont absorbés par la quartz dont la température va augmenter au dessus de la température de fusion et absorber alors le faisceau de sonde VISAR [123]. Ce phénomène est aussi visible sur les images VISAR et a aussi été observé à OMEGA [124].

L'augmentation de la vitesse et donc de la pression dans le cas de cibles sphériques est due à une diminution des effets 2D. Les pressions maximales obtenues lors de la campagne expérimentale LIL sont présentées dans la table 4.1p.172. Les valeurs de pression calculées via la loi d'échelle exprimée dans l'équation 4.22 prennent en compte les données expérimentales de chaque tir concerné et sont représentées dans la table 4.2p.172.

Les résultats expérimentaux montrent bien que la géométrie sphérique tend à se rapprocher du cas idéal 1D donné par la loi d'échelle [2, 125] :

$$P_e(\text{Mbar}) = 8,6 \left(\frac{A}{2Z} \right)^{1/3} \left(\frac{\eta I}{10^{14} \lambda} \right)^{2/3} \quad (4.22)$$

avec A le nombre de masse du matériau ablaté, Z son numéro atomique, I l'intensité laser sur cible en W/cm² et λ la longueur d'onde en μm et η l'absorption. Cette loi est équivalente, dans le cas du CH à la loi suivante :

$$P_e(\text{Mbar}) = 40 \left(\frac{\eta I}{10^{15} \lambda} \right)^{2/3} \quad (4.23)$$

Cette loi d'échelle a été utilisée dans la table 4.1 et est représentée sur la figure 4.36. Elle considère que l'absorption se fait entièrement à la densité critique en régime collisionnel stationnaire, que les températures électroniques et ioniques sont égales et que

	Cible plane	Cible hémisphérique
Sans pré- impulsion	$P_a \simeq 100\text{Mbar}$ $P_e = 172\text{Mbar}$	$P_a \simeq 110\text{Mbar}$ $P_e = 156\text{Mbar}$
Avec pré- impulsion	$P_a \simeq 90\text{Mbar}$ $P_e = 165\text{Mbar}$	$P_a \simeq 100\text{Mbar}$ $P_e = 149\text{Mbar}$

TABLE 4.1 – Pressions d’ablation (P_a) maximales calculées à l’aide du code hydrodynamique radiatif CHIC lors des tirs sur la LIL avec les pressions attendues à l’aide de la lois d’échelle (P_e) de l’équation 4.22 avec une absorption de 85% dans le cas sphérique et 95% dans le cas plan, estimée à l’aide des simulations CHIC

	Cible plane	Cible hémisphérique
Sans pré- impulsion	$I = 3,2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ $P_L = 4,4\text{TW}$	$I = 3,1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ $P_L = 4,2\text{TW}$
Avec pré- impulsion	$I = 3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ $P_L = 3\text{TW}$	$I = 2,9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ $P_L = 2,9\text{TW}$

TABLE 4.2 – Intensités (I) et puissances laser incidentes (P_L) lors de 4 des tirs LIL pour lesquels ont été calculées les pressions d’ablation par les lois d’échelles dans la table 4.1.

l’expansion de la couronne est décrite par un écoulement isotherme. Cette approximation fonctionne relativement bien pour des tirs sur du plastique pour des intensités inférieure à 10^{15}W/cm^2 mais, au dessus, nos mesures et des études ont montré que la pression pouvait être surestimée de 20 à 50% [122]. Ces études expérimentales à OMEGA où la pression d’ablation sur des cibles de diamant irradiées par un laser intense (10^{15}W/cm^2 et plus) à 351nm était mesurée directement ont trouvé une loi

d'échelle prenant la forme :

$$P'_e(\text{GPa}) = 42(\pm 3) \left(\frac{\eta I}{10^{12}} \right)^{0,71 \pm 0,01} \quad (4.24)$$

ou

$$P'_e(\text{Mbar}) = 57(\pm 3) \left(\frac{\eta I}{10^{15}} \right)^{0,71 \pm 0,01} \quad (4.25)$$

Cette loi d'échelle a été utilisée dans la table 4.3 et est représentée sur la figure 4.37.

	Cible plane	Cible hémisphérique
Sans pré- impulsion	$P_a \simeq 100\text{Mbar}$ $P'_e = 125(\pm 6,7)\text{Mbar}$	$P_a \simeq 110\text{Mbar}$ $P'_e = 113(\pm 6)\text{Mbar}$
Avec pré- impulsion	$P_a \simeq 90\text{Mbar}$ $P'_e = 119(\pm 6,4)\text{Mbar}$	$P_a \simeq 100\text{Mbar}$ $P'_e = 108(\pm 5,79)\text{Mbar}$

TABLE 4.3 – Pressions d'ablation (P_a) maximales calculées à l'aide du code hydrodynamique radiatif CHIC lors des tirs sur la LIL avec les pressions attendues à l'aide de la loi d'échelle (P'_e) de l'équation 4.25 avec une absorption de 85% dans le cas sphérique et 95% dans le cas plan, estimée à l'aide des simulations CHIC.

Les deux lois d'échelles sont différentes parce qu'elles représentent des régimes d'absorption différents. Un modèle développé par P. Mora [126] permet de calculer l'absorption collisionnelle dans la couronne et montre que la fraction d'énergie absorbée permet de définir deux régimes limites séparés par une intensité caractéristique :

$$I_0(\text{W/cm}^2) = 2 \times 10^{13} \frac{1}{\lambda(\mu\text{m})^5} \left(\frac{Z}{3,5} \right)^{3/2} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{5/4} \tau(\text{ns})^{3/2} \quad (4.26)$$

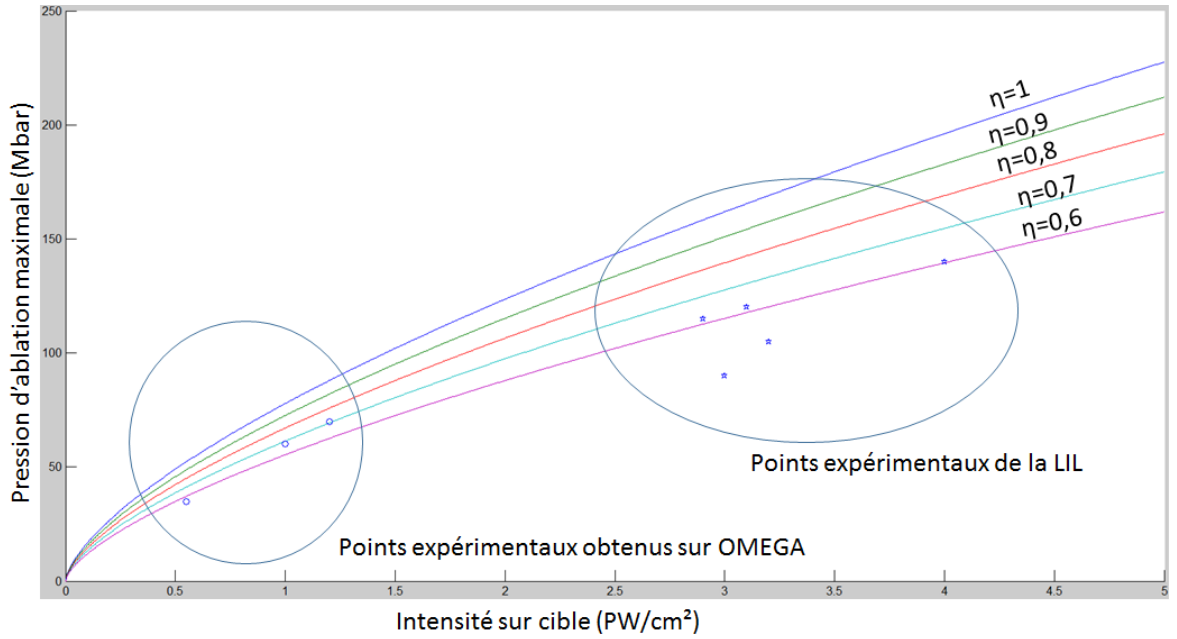


FIGURE 4.36 – Superposition de la loi d'échelle de l'équation 4.22 avec les données expérimentales de la LIL ainsi que des données expérimentales sur OMEGA issues de [122]. Nos données expérimentales sur la sphère sont reproduites avec une absorption à 60% et celles sur la géométrie plane restent inférieures

avec τ la durée d'impulsion du laser, A le nombre de masse et Z le numéro atomique de l'atome considéré. Ces régimes limites sont définis par :

- Si $I_{\text{laser}} > I_0$, alors l'absorption n'est pas totale dans la couronne et le rayonnement atteint la surface critique où il est réfléchi. Dans ce cas, l'absorption est localisée à la densité critique et il est encore vrai que la couronne subit une expansion isotherme à partir de la densité critique et, par conséquent, le modèle de l'équation 4.22 est valable.
- Si $I_{\text{laser}} < I_0$, alors l'absorption est pas totale dans la couronne et le rayonnement est absorbé avant d'atteindre la surface critique. L'absorption est donc non-localisée (pour non-localisée à la densité critique). La couronne n'est donc plus isotherme et dans ce cas, la pression d'ablation est proportionnelle à $I^{3/4}$ et $\lambda^{-1/4}$ ce qui se rapproche du modèle semi-empirique de la loi donnée par l'équation 4.25.

Dans le cas de la campagne expérimentale sur la LIL, nous obtenons $I_0 = 1,12 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ (nous avons $\lambda = 0,351 \mu\text{m}$, $Z = 7/2$, $A = 13/2$, $\tau = 2 \text{ ns}$). Donc, avec les intensités de la campagne expérimentale LIL, nous sommes dans le deuxième cas *i.e.*

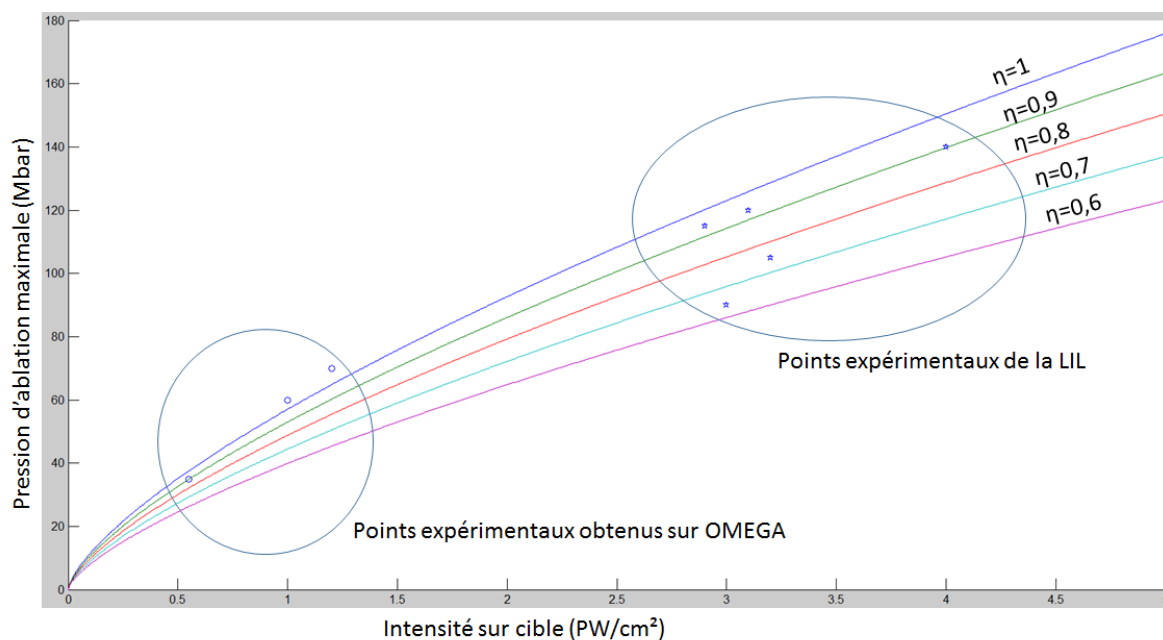


FIGURE 4.37 – Superposition de la loi d'échelle de l'équation 4.25 avec les données expérimentales de la LIL ainsi que des données expérimentales sur OMEGA issues de [122]. Nos données expérimentales sur la sphère sont reproduites avec une absorption à 90% et celles sur le plan pour des absorptions comprises entre 65 et 75%.

absorption non localisée. Sur les figures 4.36 et 4.37 nous avons comparés les lois d'échelles des équations 4.22 et 4.25 par rapport à nos résultats expérimentaux ainsi que ceux obtenus sur OMEGA [122]. La loi d'échelle qui représente le mieux notre expérience est bien celle de l'équation 4.25. En effet, d'après nos calculs théoriques, l'absorption obtenue est comprise entre 85% (cas sphérique) et 94% (cas plan) ce qui est beaucoup mieux représenté par la loi d'échelle semi-empirique obtenue à OMEGA [122]. On est donc dans un régime collisionnel avec une absorption non localisée avec un régime d'intensité élevé pour laquelle cette loi a été testée.

Dans tous les cas, le fait que les pressions d'ablation s'approchent des valeurs issues des lois d'échelle montre bien que l'on s'approche d'un cas 1D et que la géométrie permet de limiter les pertes latérales. Par ailleurs, l'utilisation d'une telle géométrie permet, dans notre cas, l'augmentation de la pression d'ablation d'environ 10%. Nous avons aussi été capable, en géométrie sphérique, de générer un record de pression sur l'installation. En effet, lors du dernier tir, nous avons pu tirer avec 6TW soit une intensité de $4,4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ sur cible, permettant de générer une pression d'ablation de l'ordre de 140Mbar avec une absorption de 85% (on obtenait $P_e = 197 \text{ Mbar}$ avec la

loi d'échelle de l'équation 4.22 et $P'_e = 145(\pm 7,8)$ Mbar avec la loi d'échelle 4.25).

4.6.2.2 Effet sur la géométrie du choc au LULI et sur la LIL

En parallèle à l'étude de l'influence de la géométrie de la cible sur le choc, nous avons aussi étudié la forme du front de choc à l'aide des résultats fournis par l'émission propre comme sur la figure 4.35 mais aussi par les VISARs qu'on peut voir sur la figure 4.39 p178. Les résultats montrent clairement que le front de choc en sortie de la sphère (figure 4.39 (b)) est plus plat qu'en sortie de plan (figure 4.39 (a)), tout du moins dans la région correspondant à la sphère soit environ 500µm de large. En d'autres termes, la géométrie sphérique permet de compenser le profil d'intensité gaussien de la tache focale permettant ainsi l'obtention de choc quasi-plan. En particulier, si l'on est bien centré, l'épaisseur d'ablateur plus grande au centre de la sphère compense la vitesse plus élevée du choc. Dans le cas où on a une erreur de pointage, le choc devient alors oblique tendant à revenir vers le centre de la sphère comme on peut le voir sur la figure 4.38 où l'on compare une radiographie issue d'un tir réel à au résultat d'un modèle 1D très simple où l'on applique les lois d'échelle classique à chaque point de la sphère de manière indépendante en partant du profil spatial de l'intensité sur cible pour calculer la pression en chaque point ($P \propto I_{\text{absorbé}}^{2/3}$) puis la vitesse en chaque point ($V_s \propto P^{1/2}$) et donc la position du front de choc en fonction de l'angle en coordonnées polaires par l'expression :

$$R_s = V_s(\theta) \times t + R \cos(\theta) \quad (4.27)$$

avec

$$\cos(\theta) = \sqrt{1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2} \quad (4.28)$$

Les résultats VISARs montrent aussi que le choc débouche plus tôt à l'extérieur de l'hémisphère ce qui est typiquement dû à l'illumination directe de la plaque de 20µm de CH par le laser. En effet, la sphère mesure 500µm de diamètre alors que la tache focale en mesure 700µm à 1/e.

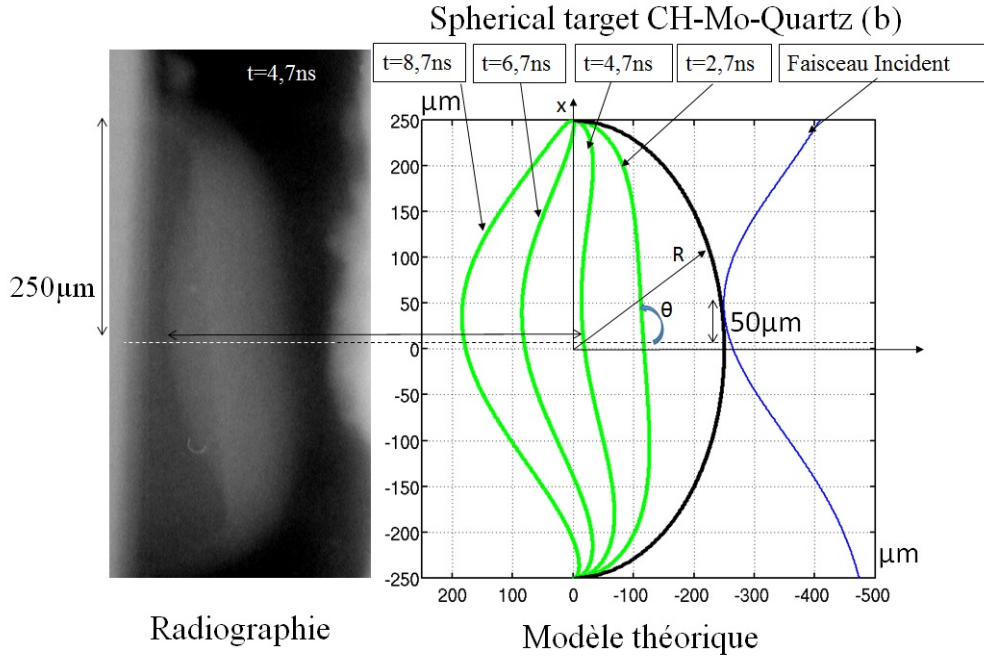


FIGURE 4.38 – Résultats d’une radiographie expérimentale obtenue lors de la campagne expérimentale LULI comparée à un modèle analytique 1D dans les mêmes conditions *i.e.* $E_{nano}(2\omega)=346\text{J}$ et $E_{pico}(2\omega)=29\text{J}$ et un décalage temporel de 4,7ns.

4.6.3 Plateforme expérimentale pour l’allumage par choc

4.6.3.1 Temps des débouchés de choc et vitesse de choc sur la LIL

Un autre résultat important de la campagne expérimentale sur la LIL est le fait que les simulations reproduisent très bien les résultats expérimentaux. En effet, les timings sont réellement proches comme le montrent, par exemple, les figures 4.40 et 4.42. Ces résultats sont obtenus sans aucun artifice et utilisent les conditions lasers réelles mesurées durant la campagne expérimentale sur chacun des tirs. Les simulations ont été réalisées avec plusieurs limiteurs de flux électronique, technique permettant de prendre en compte de manière artificielle les effets cinétiques des électrons [127]. Ce flux limite est présent sur tous les codes hydrodynamiques, dépend des schémas numériques utilisés et son évaluation se fait à l’aide d’un *benchmarking* sur de multiples expériences.

Il est aussi intéressant d’analyser la vitesse du choc au cours du temps provenant de l’analyse des images SOP déconvoluées (cf. images 2.9 et 2.10 du chapitre 2) et de les comparer aux résultats de simulations. Les résultats expérimentaux collent par-

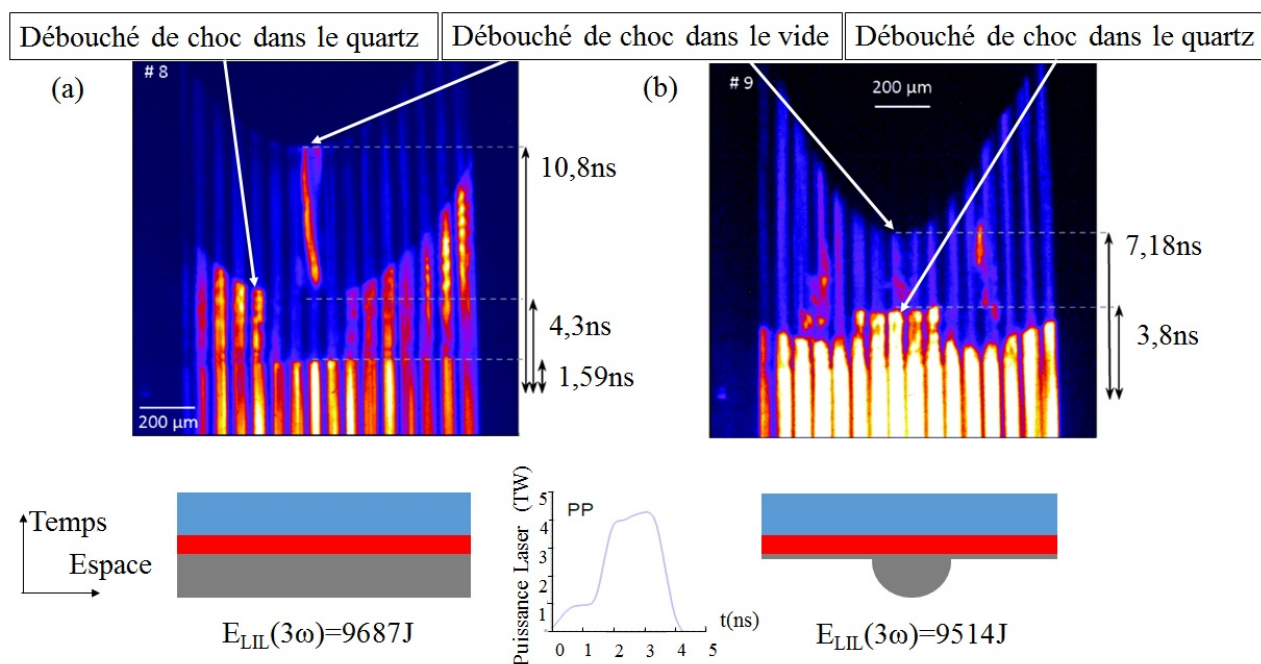


FIGURE 4.39 – Résultats de la mesure VISAR Infra-Rouge lors de deux tirs sur l'installation LIL en géométrie plane (a) et hémisphérique (b).

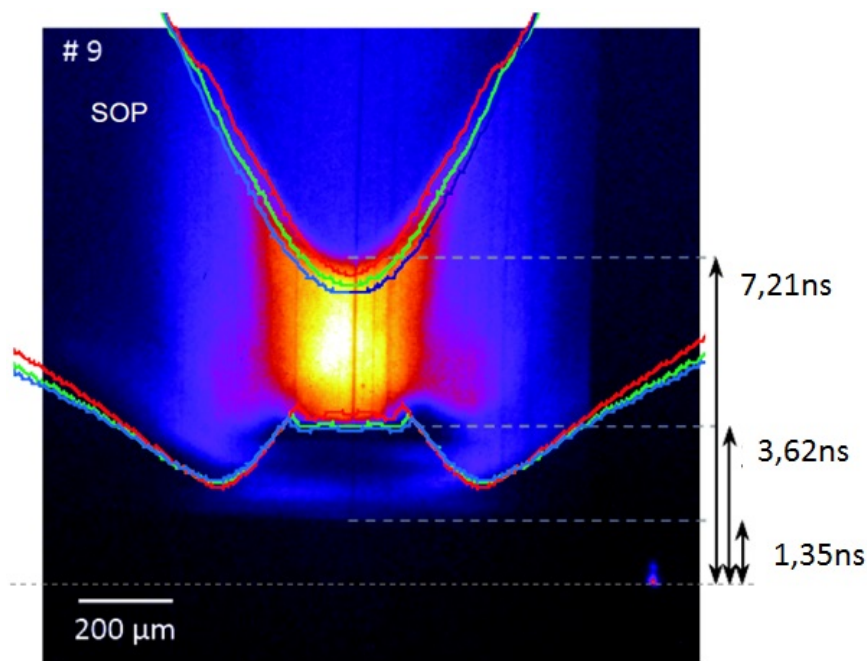


FIGURE 4.40 – Résultats de la mesure de l'émission propre du choc de la figure 4.35 (donc tir sur une sphère) sur la LIL avec les résultats des simulations dans les mêmes conditions avec 3 limiteurs de flux différents : 0,04 (rouge), 0,06 (vert) et 0,08 (bleu).

faitement avec les simulations hydrodynamiques dans le cas plan comme le montre la figures 4.41 mais moins dans le cas sphérique. Ceci peut s'expliquer par les conditions hydrodynamiques dans lesquelles on se situe dans le quartz. En effet, pour les tirs plans, la vitesse maximale du choc dans le quartz se situe aux alentours de 40km/s alors que dans le cas sphérique, la géométrie fait que la vitesse du choc peut atteindre les 70km/s de moyenne. En effet, sur la figure 4.40 on voit par exemple que le choc débouche dans le quartz au bout de 3,62ns et qu'il débouche dans le vide à 7,21ns. Or, la couche de quartz mesure 250 μ m d'épaisseur ce qui fait bien une vitesse moyenne d'environ 70km/s. Les images de déconvolutions semblent montrer un écrêtage du signal tendant à rendre la vitesse quasi constante dans le quartz en géométrie sphérique. Il semblerait donc que, pour des vitesses supérieures à 50km/s dans le quartz, cette méthode ne fonctionne plus et arrive à saturation. Cette méthode devra donc faire évoluer afin de pouvoir aussi fonctionner dans ces conditions extrêmes. Pour cela, des campagnes expérimentales générant des chocs dans ces conditions dans le quartz devront être réalisés afin d'adapter cet outil de mesure aux vitesses supérieures à 50km/s.

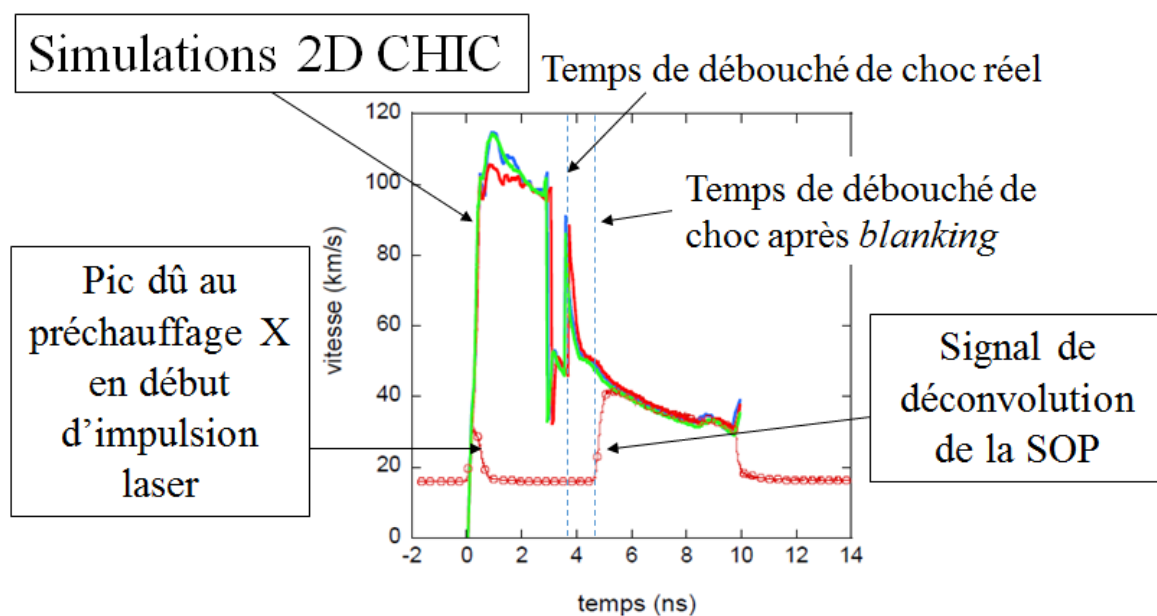


FIGURE 4.41 – Évolution de la vitesse du choc avec le temps pour 3 limiteurs de flux différents : 0,04 (rouge), 0,06 (vert) et 0,08 (bleu) superposée avec la vitesse issue de la déconvolution de la mesure de l'émission propre (SOP) sur une cible plane. Le temps de débouché de choc après *blanking* représente le temps de débouché de choc que l'on mesure expérimentalement.

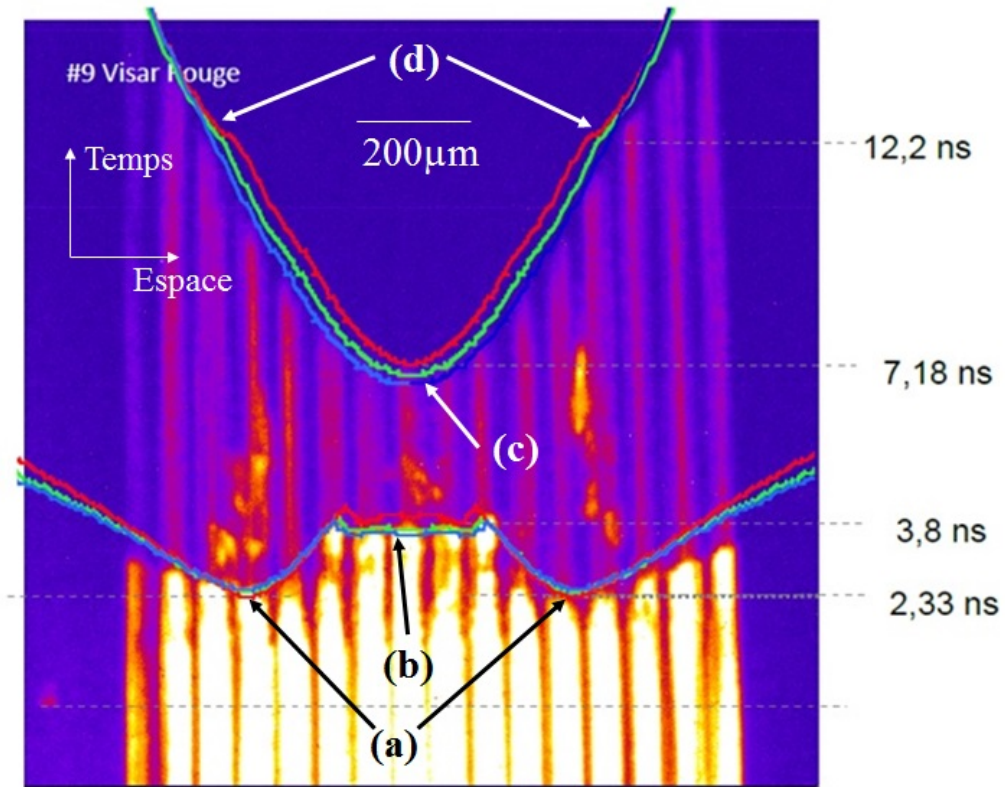


FIGURE 4.42 – Résultats de la mesure VISAR Infra-Rouge de la figure 4.39 avec les résultats des simulations dans les mêmes conditions avec 3 limiteurs de flux différents : 0,04 (rouge), 0,06 (vert) et 0,08 (bleu). En (a), le choc débouche dans le SiO_2 en face arrière de la feuille de CH, en (b) le choc débouche plan dans le SiO_2 en face arrière de la sphère, en (c) le choc débouche dans le vide et en (d) le débouché de choc change de courbure car le choc en face arrière de la feuille débouche dans le vide.

4.6.3.2 Courbures des débouchés de choc sur la LIL

Par ailleurs, des outils de post-process ont été élaborés en collaboration avec E. Le Bel afin de reproduire, à partir des simulations, également réalisées en collaboration avec E. Le Bel, les éléments de diagnostic expérimentaux. Le but de cette démarche est de pouvoir comparer directement les résultats des simulations aux données expérimentales. Entre autre, un outil numérique a été construit afin de détecter le lieu géométrique de débouché de choc et reproduire les courbures de mesure d'émission propre ainsi que des mesures VISARs. Les figures 4.40 et 4.42 montrent que notre outil de simulation est capable de reproduire les courbures de choc avec une bonne précision. Afin de mieux comprendre ce qui se passe sur la figure 4.42, nous allons montrer les cartes de densités pour les temps indiqués sur la figure 4.42. On

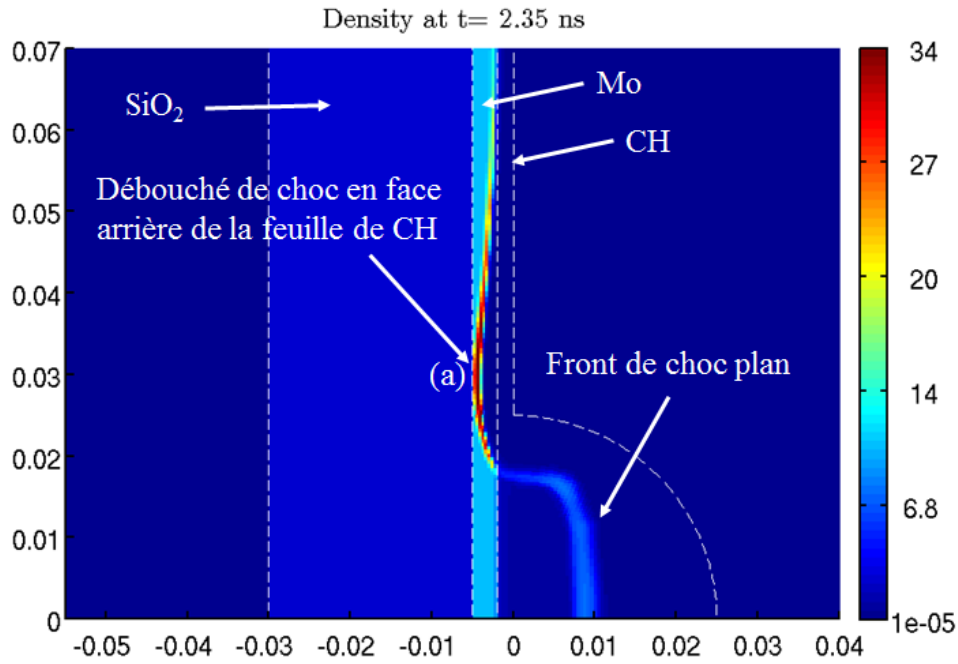


FIGURE 4.43 – Carte des densité à $t=2,35$ ns du tir de la figure 4.39-b. En pointillés est représentée la cible dans son état initial.

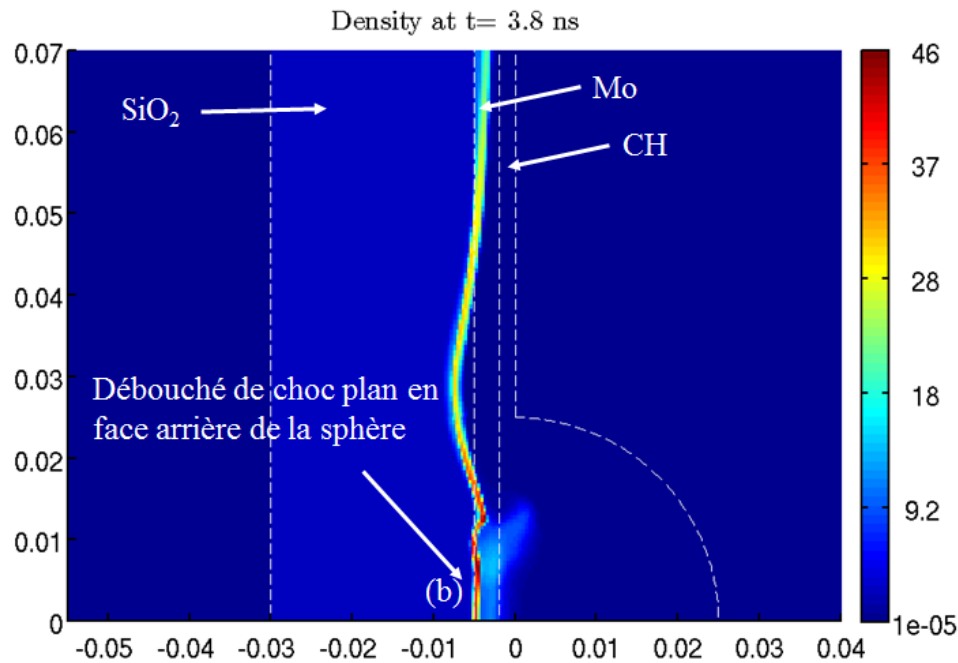


FIGURE 4.44 – Carte des densité à $t=3,8$ ns du tir de la figure 4.39-b. En pointillés est représentée la cible dans son état initial.

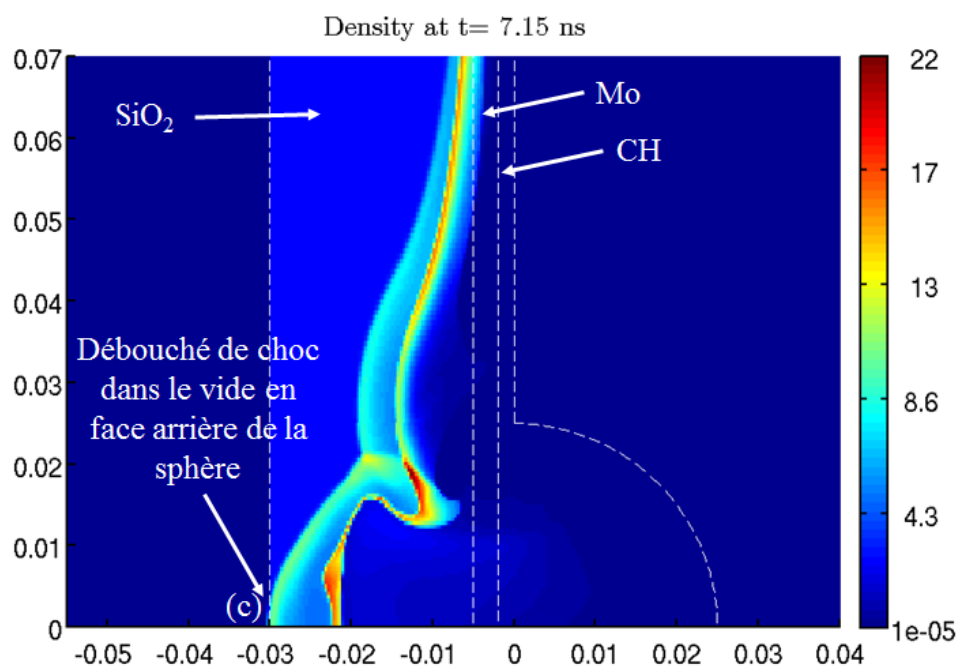


FIGURE 4.45 – Carte des densité à $t=7,15$ ns du tir de la figure 4.39-b. En pointillés est représentée la cible dans son état initial.

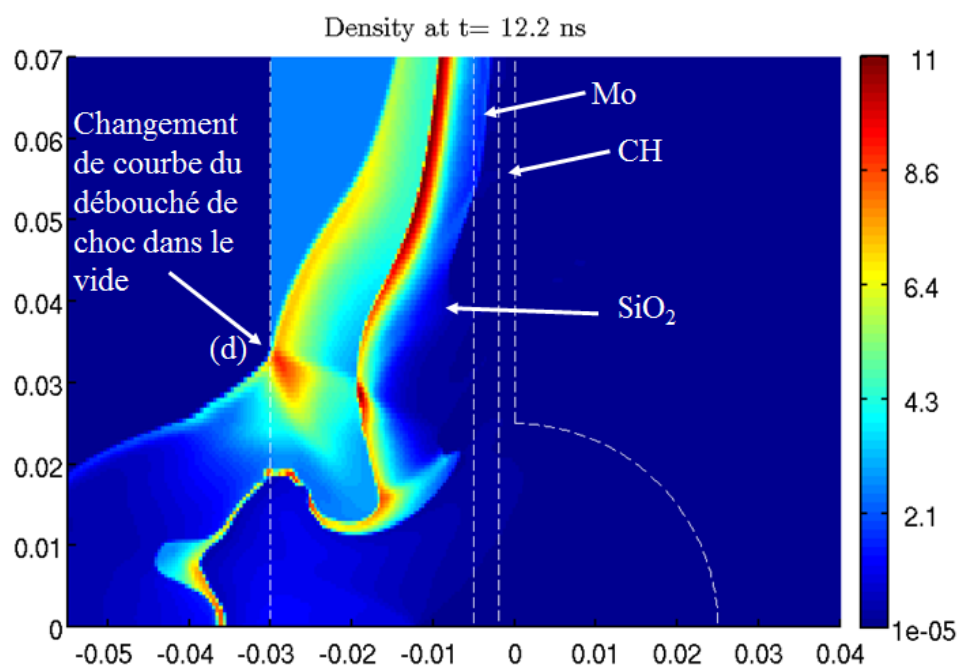


FIGURE 4.46 – Carte des densité à $t=12,2$ ns du tir de la figure 4.39-b. En pointillés est représentée la cible dans son état initial.

voit bien sur la figure 4.43 à $t=2,35\text{ns}$ que le choc débouche d'abord en face arrière du molybdène hors de la sphère ce qui explique les épaulements en (a) de la figure 4.42. Ensuite, à $t=3,8\text{ns}$ sur la figure 4.44, on voit le choc qui débouche dans le molybdène au niveau de la partie centrale de la sphère en (b) avec deux petits épaulements au niveau des bords de la sphère. Puis, à $t=7,15\text{ns}$ sur la figure 4.45, le choc débouche dans le vide au niveau de la face arrière de la sphère au niveau de (c). Enfin, à $t=12,2\text{ns}$ sur la figure 4.46, on voit que la courbure du débouché de choc change en (d). Cette brisure de courbure est due aux effets de convergences qui ont déformé le choc au niveau de la partie externe de la sphère et au fait que la propagation du choc est plus lente en face arrière de la plaque.

4.6.3.3 Radiographie de choc résolue en espace au LULI

Nous avons aussi élaboré un post-traitement permettant d'obtenir une carte des transparences en 2D. Ce diagnostic numérique utilise la carte des densités de la cible que notre code hydrodynamique CHIC 2D calcule à chaque pas de temps. Puis, grâce à la symétrie cylindrique de notre configuration expérimentale nous calculons, pour chaque ligne de la carte 2D de densité, la transmission en utilisant l'équation 2.54 que l'on compare aux résultats expérimentaux comme celui de la figure 4.48. Cependant, l'analyse des données n'a pas été évidente dans la mesure où la tache focale du LULI, comme déjà annoncé auparavant et analysée dans l'annexe C n'était pas en bon état et ne donnait pas la tache que l'on voulait. Ainsi, pour reproduire les résultats, nous avons du tronquer les taches focales comme sur les figures 4.47. On remarque que pour reproduire la radiographie il est nécessaire de tronquer la tache focale à $250\mu\text{m}$ car, dans le cas contraire, les simulations prévoient une implosion de la sphère (figure 4.47b). La modification de la tache focale évoqué ici est en accord avec l'analyse de la tache focale réalisé dans l'annexe C et l'on voit bien que dans ce cas, le résultat du post-processing des simulations (figure 4.47c) se rapproche des résultats expérimentaux (figure 4.47a). Afin d'en arriver à cela, nous avons réalisé plusieurs simulations avec plusieurs taches focales tronquées à plusieurs tailles différentes. Cela nous a permis de comprendre les écarts entre les prévisions initiales et les données expérimentales. Ainsi, par ingénierie inverse, nous avons pu nous trouver l'origine du problème et l'analyser (cf. Annexe C).

Une autre approche possible est le calcul, via une inversion d'Abel des images radiographiques, de la carte des densités. Nous pouvons ensuite comparer directement cette carte aux simulations CHIC. Dans les deux méthodes nous considérons les coefficients d'absorption et opacités à froid. Pour cette approche, nous traitons l'image originale (Figure 4.48) de manière à obtenir le terme dans l'exponentielle de l'équation 2.54 (Figure 4.49). Ensuite, afin de simplifier les calculs, nous fittons cette carte à l'aide de fonctions dont l'inversion d'Abel possède une expression connue (Figure 4.50) et nous en déduisons la carte des densités par inversion d'Abel (Figure 4.51).

À partir de ces calculs, nous pouvons tenter de regarder ce qui se passe au niveau de l'axe de symétrie de notre cylindre et en dessiner le profil de densité (voir Figure 4.52). On remarque que le profil de densité ne correspond pas réellement à celui d'un

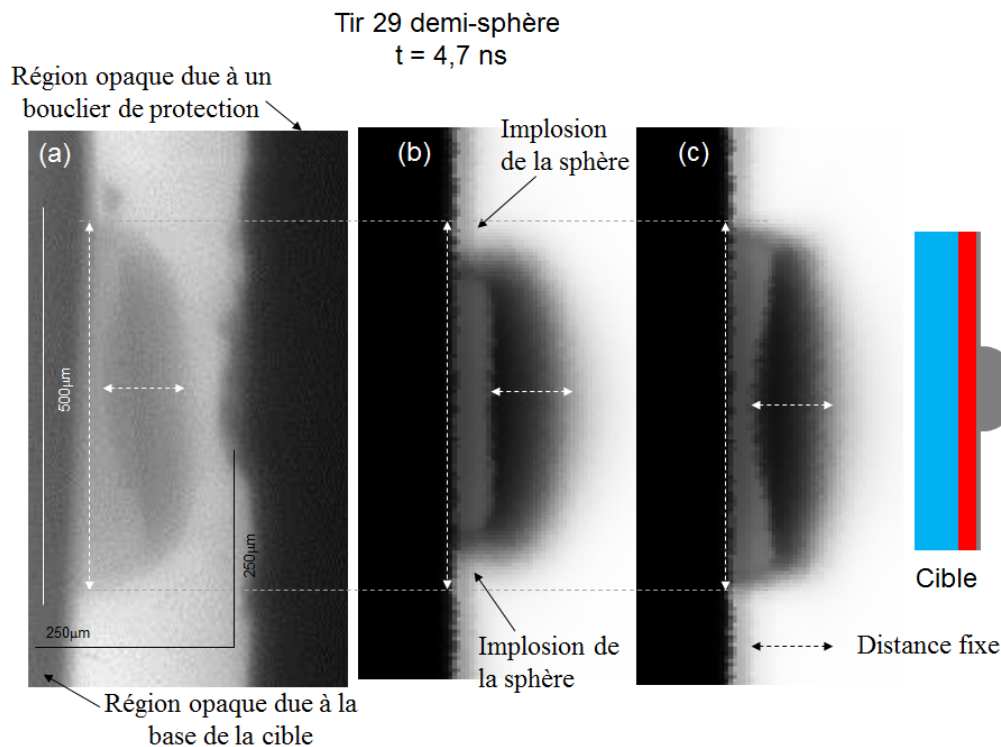


FIGURE 4.47 – Exemple de post-process de simulation CHIC pour obtenir des images radiographiques de la campagne expérimentale au LULI. (a) Image expérimentales obtenue sur une demi-sphère 4,7ns après l’arrivée du faisceau principal ($E_{\text{principal}}=346\text{J}$) sur la cible. (b) Post-process d’une simulation CHIC dans les conditions expérimentales avec la tache focale prévue d’origine (cf. figure C.1). (c) Post-process d’une simulation CHIC dans les conditions expérimentales avec une tache focale constituée d’un bruit modélisé par une tache focale d’ordre gaussienne large et d’un signal plus fort modélisé par une gaussienne d’ordre 1,6 tronquée à $350\mu\text{m}$

choc. En effet, le front de choc semble relativement large (plus de $20\mu\text{m}$). Ceci est probablement dû à la dimension de la source X qui n’est pas exactement ponctuelle mais aussi à la configuration expérimentale. En effet, la distance entre la source et la cible est petite comparée à la distance entre la cible et l’IP. Ainsi, le faisceau apparaît divergent dans la cible et cela nous pénalise dans son traitement par inversion d’Abel.

Pour vérifier que notre calcul est correct et que nos approximations dues au fit de la figure 4.50 ne nous pénalise pas trop pour obtenir le résultat de la figure 4.51, nous avons calculé sur la figure 4.53 l’inversion d’Abel analytique de la figure 4.51 et évalué, sur la figure 4.54 la différence avec la figure 4.49 où l’on voit bien que l’effet de notre approximation numérique est relativement limité (inférieur à 10%).

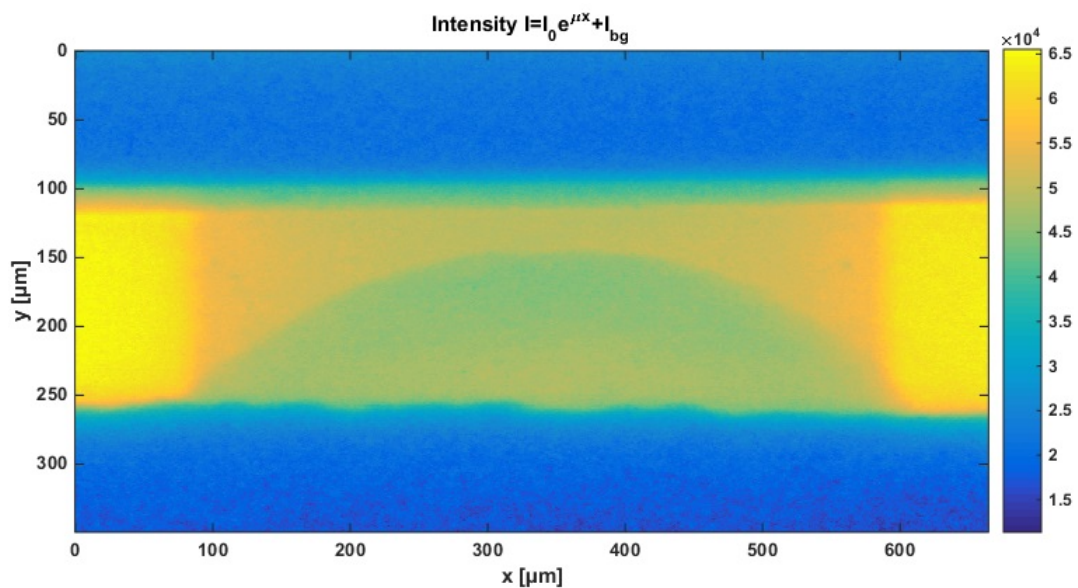


FIGURE 4.48 – Résultat d’une radiographie résolue en espace lors d’un tir LULI avec $E_{nano}(2\omega)=409\text{J}$ et $E_{pico}(2\omega)=22,2\text{J}$ avec un délai de 4,7ns.

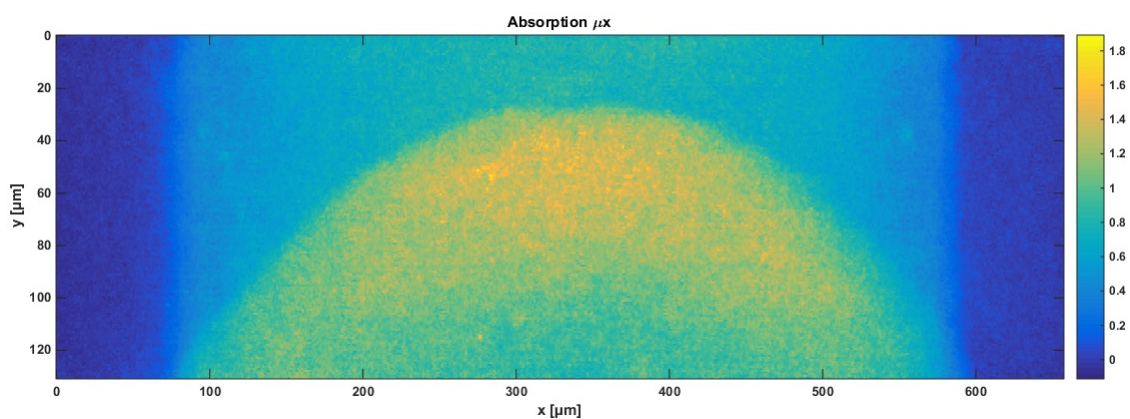


FIGURE 4.49 – Absorption déduite de l’image de radiographie de la figure 4.48

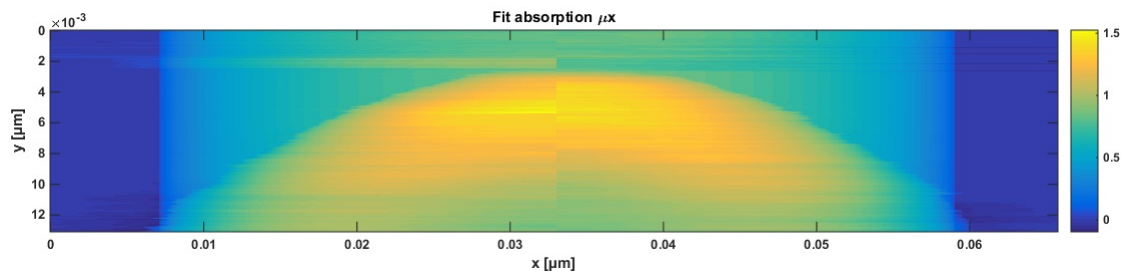


FIGURE 4.50 – Fit de l’absorption déduite de l’image de radiographie de la figure 4.48

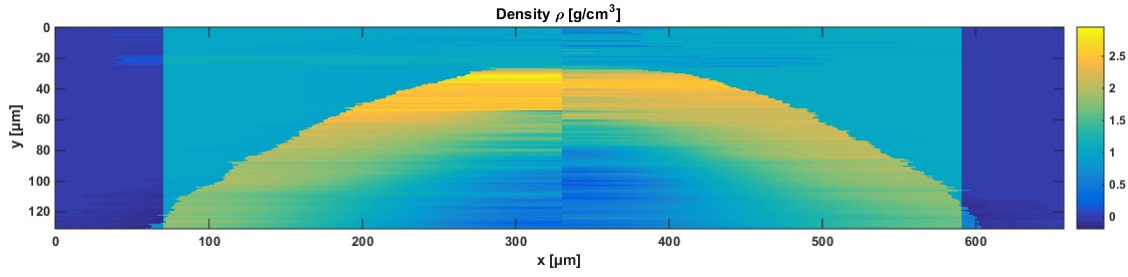


FIGURE 4.51 – Densité déduite de l'image 4.50 par inversion d'Abel

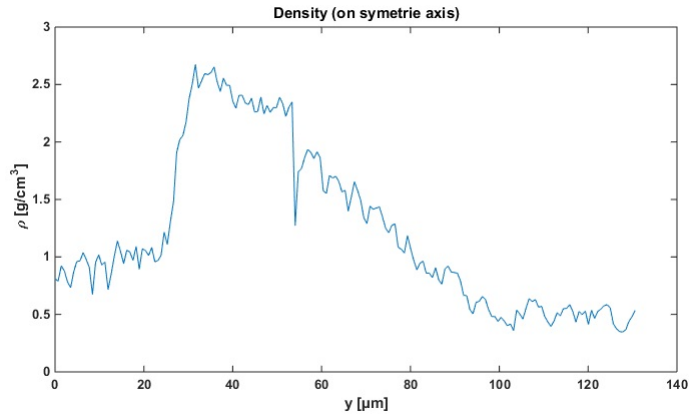


FIGURE 4.52 – Densité de la cible sur son axe

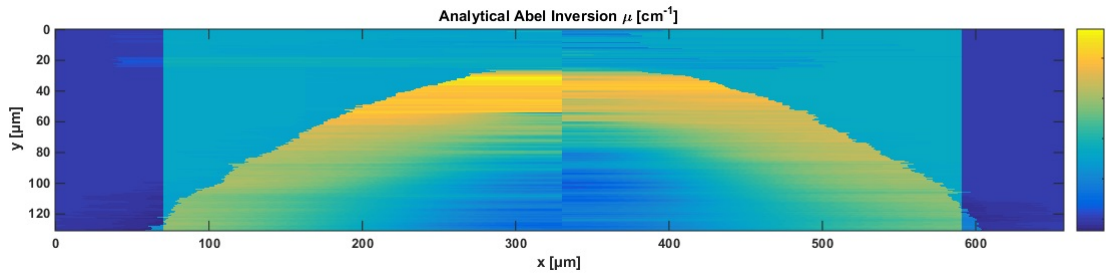


FIGURE 4.53 – Inversion d'Abel analytique du plan de densité de la figure 4.51

À l'aide de ces deux méthodes, nous avons pu analyser les radiographies de la campagne expérimentale LULI.

Le diagnostic de radiographie résolue en espace est bien reproduit par les simulations CHIC et leur post-traitement. De la même manière, l'inversion d'Abel des images de radiographie permet d'obtenir les cartes de densité relativement bien reproduites par les simulations. La reproduction des résultats expérimentaux a nécessité un processus d'ingénierie inverse. En effet, un problème de tache focale a été détecté ainsi que de reproductibilité de l'impulsion temporelle comme on peut le voir sur la

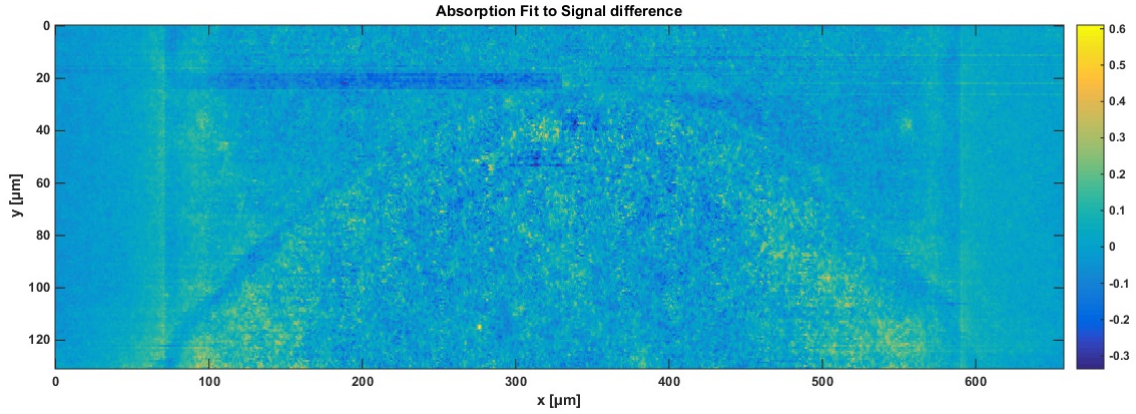


FIGURE 4.54 – Différence d'absorption entre l'inversion d'Abel analytique issue de l'analyse et celle de l'image de radiographie

figure 4.34.

Ces derniers peuvent être pris en compte lors du traitement des tirs. Néanmoins, cette diversité de profil temporelle peut avoir une influence importante sur l'hydrodynamique dans la mesure où cela peut changer drastiquement la puissance maximale obtenue mais aussi le processus physique. Ceci est illustré sur la figure 4.55 où on voit que la puissance maximale peut varier jusqu'à 30% comme entre les impulsions représentées sur les figures 4.55-b et 4.55-d. Par ailleurs, on remarque que sur le tir dont le profil est représenté sur la figure 4.55-a, on a une rampe permettant de créer un choc puis tout de suite une détente alors que dans le tir dont le profil est donné par la figure 4.55-c, on a une rampe, puis un palier permettant de pousser le choc et après une détente. L'hydrodynamique de ces deux profils est difficilement comparable. Une analyse plus détaillée est présentée en annexe.

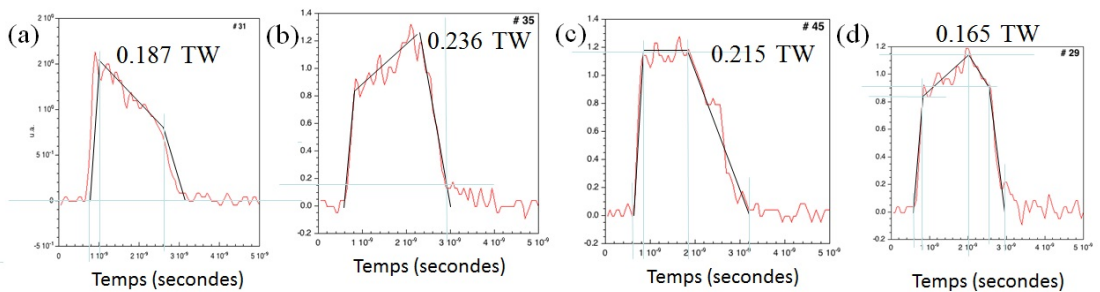


FIGURE 4.55 – Impulsion temporelles d'une sélection de tirs lors de la campagne LULI avec les puissances maximales associée

Quant à la tache focale, son analyse a été beaucoup plus complexe (voir Annexe 3). En principe, cette dernière devait être une gaussienne de $400\mu\text{m}$ de diamètre. Or, l'analyse de la tache X de l'émission semble nous donner une tache focale différente *i.e.* un peu plus de $50\mu\text{m}$ de diamètre ce qui est en principe impossible. Afin de reproduire la totalité des résultats, la tache focale qu'on a utilisée était une gaussienne d'ordre deux de $400\mu\text{m}$ de diamètre tronquée à $350\mu\text{m}$ de diamètre. La pauvre qualité de la tache focale est due en grande partie à l'âge et à l'état de la lame de phase. En effet, cette dernière était très abîmée mais c'était l'unique utilisable dont la tache focale permettait de se rapprocher au mieux de la tache focale utilisée sur la LIL.

4.6.3.4 Radiographie de choc résolue en temps à GEKKO XII

De la même manière que pour la radiographie résolue en espace, nous reproduisons l'évolution temporelle d'un profil transverse de densité. Ceci sert à reproduire les images générées par les caméras à balayage de fente qui collectent la radiation produite par le *backlighter* qui a réussi à traverser la cible comme ceux obtenus sur la campagne expérimentale GEKKO de la figure 4.59. Nous obtenons donc un profil compris entre 0 et 1 par pas de temps et donc, *in fine*, nous construisons le diagramme de marche du choc que l'on peut ensuite comparer avec les résultats de la campagne expérimentale GEKKO (cf figure 4.60).

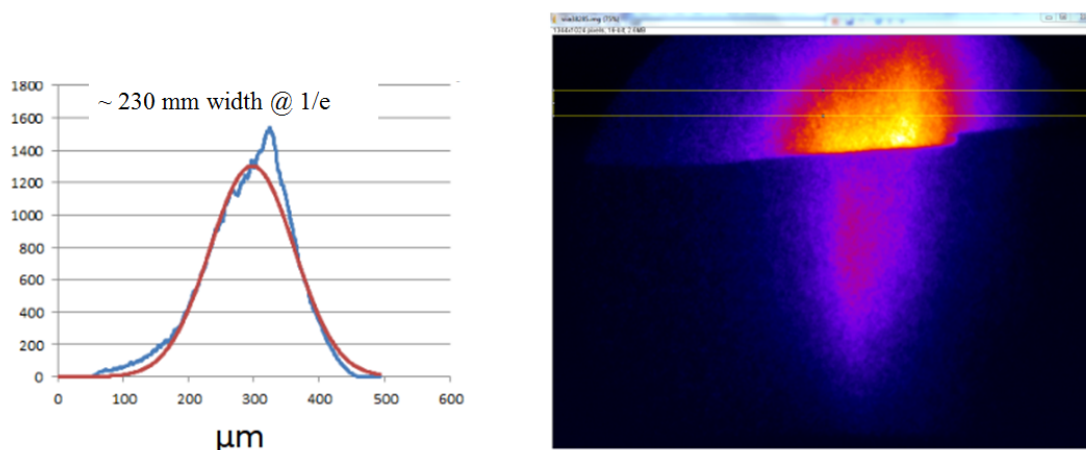


FIGURE 4.56 – Image obtenu lors d'un tir sur le *backlighter* sans cible en mode *focus* (donc pas de balayage, fonctionnement comme une caméra CCD) avec un filtre couvant la moitié de l'image (à droite) et profil spatial obtenu sur la partie basse (à gauche).

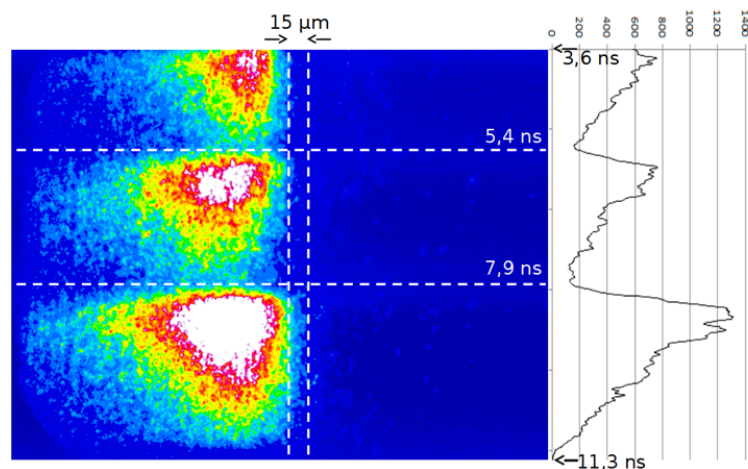


FIGURE 4.57 – Image obtenu lors d'un tir sur le *backlighter* sans cible en mode *operate* (avec balayage de fente) avec un filtre couvrant la moitié de l'image (à gauche) et profil temporel obtenu sur la partie basse (à droite).

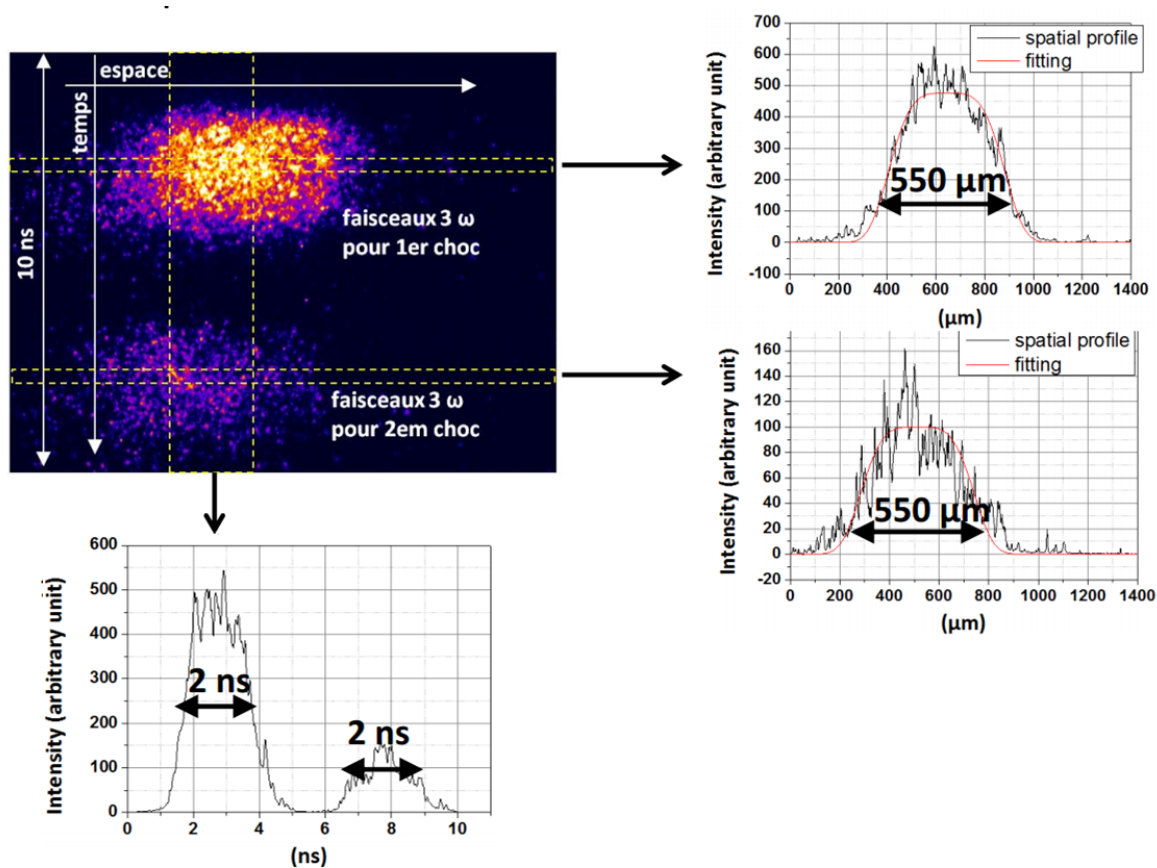


FIGURE 4.58 – Image obtenu de l'auto-émission du plasma formé par l'interaction laser avec la cible par une pinhole X et une caméra à balayage de fente.

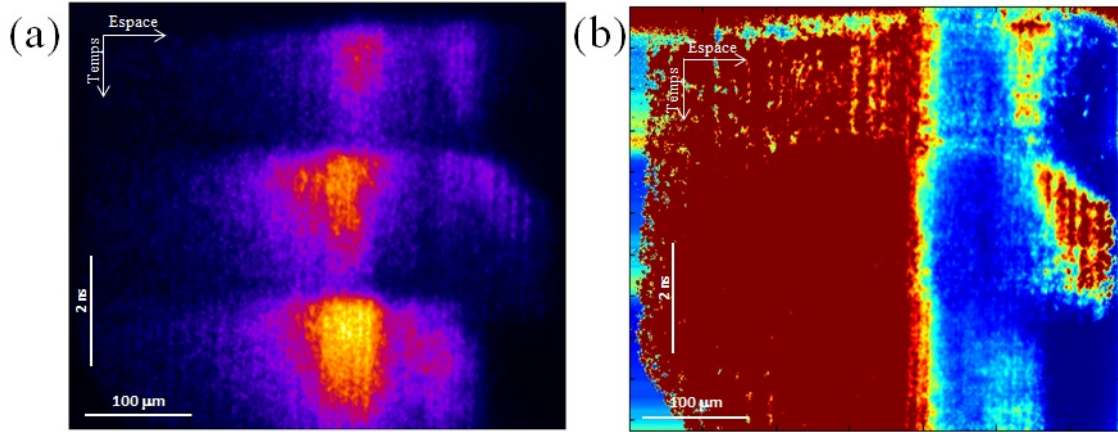


FIGURE 4.59 – Résultat d’une radiographie résolue en temps obtenue sur GEKKO avec une cible de $100\mu\text{m}$ de Beryllium avec deux cluster de $2,5\text{ns}$ chacun et d’intensités $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ puis $2,25 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. (a) Image brute (b) Image normalisée.

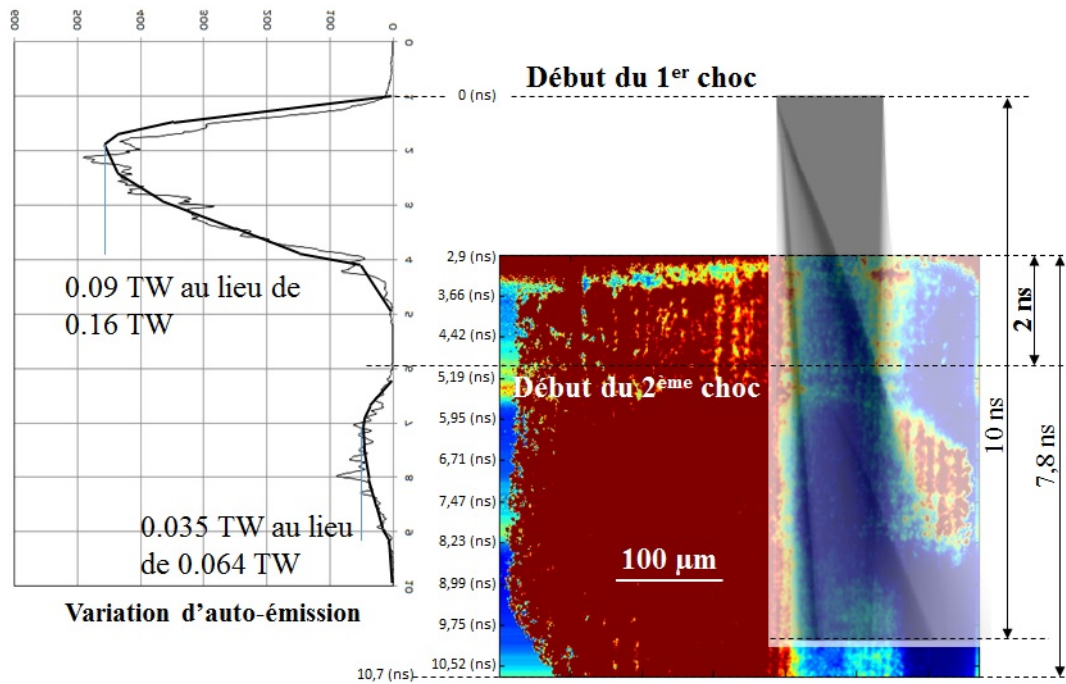


FIGURE 4.60 – Analyse de la radiographie résolue en temps de la figure 4.59 et comparaison avec le résultat des simulations CHIC et son outil de *post-processing*.

Pour normaliser les images de radiographie résolue en temps, nous avons réalisé un tir de calibration sans cible afin de connaître l’intensité du rayonnement généré par les *backlighters* au cours du temps (figure 4.57) mais aussi leurs profil spatial (figure 4.56). Ceci nous permet donc d’obtenir l’image visible sur la figure 4.59-b.

Ensuite, il est nécessaire d'obtenir le profil temporel du faisceau laser. Pour ce faire, nous mesurons à l'aide d'une *pinhole* alliée à une caméra à balayage de fente l'auto-émission du plasma formé par l'interaction du laser avec la cible et nous en déduisons, à l'aide de l'énergie des lasers mesurée à l'aide de calorimètres calibrés, la puissance laser instantanée qui est la donnée d'entrée des simulations hydrodynamiques avec CHIC. Un exemple d'image est représenté sur la figure 4.58.

L'objectif principal de cette campagne expérimentale, comme on peut le voir si on compare le résultat du tir et les objectifs définis précédemment, n'a pas été rempli. En effet, à cause d'un changement de matériau des cibles au dernier moment et d'un écart significatif entre l'énergie attendue et l'énergie obtenue (cf. la variation d'auto-émission de la figure 4.60), les conditions expérimentales étaient très éloignées de celles que nous attendions : ablateur de densité beaucoup plus élevée de transparence beaucoup plus faible rendant la radiographie totalement aveugle, chocs générés moins forts. Néanmoins, nous avons été en mesure de tester et caractériser un diagnostic expérimental nouveau dans notre équipe d'expérimentateurs mais aussi de tester notre outil numérique CHIC ainsi que l'outil de traitement permettant de reproduire le diagnostic de radiographie résolue en temps. Sur la figure 4.60, le premier choc se propage à la vitesse de 20km/s et le deuxième à la vitesse de 17km/s.

4.7 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les résultats de plusieurs campagnes expérimentales où l'on a étudié la génération et la propagation de chocs forts dans un ablateur de plastique.

Tout d'abord, nous avons été capables de générer un record de pression de choc (90Mbar) en géométrie plane et en présence d'une couronne plasma étendue. Nous avons aussi été en mesure de générer un record de pression en géométrie hémisphérique (120Mbar).

Nos mesures expérimentales ont permis de prouver qu'il était possible de générer des chocs plans avec une tache focale spatialement gaussienne grâce à l'utilisation de cibles hémisphériques. Nos mesures ont également montré que l'utilisation de cibles hémisphériques permettait de limiter les effets 2D mais aussi d'obtenir un effet de convergence de choc augmentant ainsi sa force.

Par ailleurs, les campagnes expérimentales ont permis de tester nos outils de si-

mulations dans des conditions plus proches de l'allumage par choc. Nous avons ainsi été en mesure de reproduire les timings mais aussi les courbures des résultats.

Enfin, nous avons créé et testé de nouveaux outils d'analyse expérimentale des radiographies résolues en espace (inversion d'Abel) et de post-processing des résultats de simulation afin de reproduire non seulement les diagnostics de radiographie résolue en temps mais aussi les courbures des VISARs et des mesures d'émission propre de choc par pyrométrie.

Conclusion

L'objectif de cette thèse est l'étude expérimentale des processus physiques liés au schéma d'allumage par choc dans le cadre de la fusion par confinement inertiel et la préparation des futures campagnes expérimentales dans l'objectif d'obtention de l'allumage des réactions de fusion. À ce titre, nous avons

1. étudié la génération d'électrons suprathermiques et leur influence sur la génération et la pression des chocs,
2. testé la capacité de générer des chocs forts en présence d'un plasma de couronne,
3. étudié l'influence de la géométrie de la cible sur la géométrie et la force du choc,
4. étudié le phénomène de collision de choc avec une tentative de mise en oeuvre expérimentale,
5. testé nos outils de simulations dans des conditions comparables à celles de l'allumage par choc,
6. développé des outils d'analyses des diagnostics expérimentaux,
7. développé es outils de post-process nous permettant de reproduire les diagnostics expérimentaux à partir de notre outil de simulation CHIC.

Afin d'atteindre tous ces objectifs, nous avons réalisé plusieurs expériences portant sur ces problématiques en Europe (France, République Tchèque) et au Japon, sur quatre installations lasers énergétiques (PALS, LULI, GEKKO, LIL).

Génération d'électrons chauds. Dans les expériences réalisées à 3ω ($\lambda=0,438\text{nm}$), nous obtenons des températures d'électrons chauds de l'ordre de 30 à 50keV avec un taux de conversion de l'énergie laser incidente en énergie pour les électrons chauds de l'ordre de 1%. Les températures sont cohérentes avec celles obtenues lors d'autres

campagnes expérimentales sur le LULI [24] et sur OMEGA [17, 18], ainsi que les prédictions numériques [42]. Cependant, la quantité d'électrons chauds reste en dessous des résultats obtenus sur OMEGA (9% de taux de conversion) mais c'est sans compter la différence de temps de pulse. En effet, le pulse sur PALS est de 250ps et il apparaît que la diffusion Raman stimulée, productrice d'électrons chauds, n'apparaît vraiment qu'après 300ps (la mesure est résolue en temps sur OMEGA) ce qui peut expliquer l'écart. Quoi qu'il en soit, ce qui ressort de cette étude est le fait que, dans les conditions de l'allumage par choc, les électrons chauds ont une énergie faible ne leur permettant pas de préchauffer le coeur de la cible. Malgré leur faible nombre, ils semblent augmenter la pression du choc de l'ordre de 20 à 25%. Néanmoins, leur rôle dans la génération de choc reste à éclaircir à l'aide d'autres campagnes expérimentales dédiées sur de plus grandes installations. Une autre campagne expérimentale a été réalisée à 1ω dans le but de produire de plus fortes instabilités paramétriques et donc d'électrons chauds avec une énergie de pulse plus élevée (500J à 1ω au lieu de 200J à 3ω). De la sorte, nous espérons amplifier l'effet des électrons chauds sur la formation et la propagation du choc, s'il y en a un. Cependant, cette expérience n'a pas été concluante et nous n'avons pas obtenus assez de données nous permettant de conclure. Quoiqu'il en soit, l'analyse des résultats a montré que l'interprétation des résultats nécessitait la prise en compte des électrons chauds et de leur propagation.

Génération de choc fort en présence d'un plasma de couronne. La génération de chocs forts même en présence de pré-plasma nous a permis de générer des pressions encore jamais atteintes dans les géométries étudiées. Ainsi, nous avons pu générer des pressions d'ablation de l'ordre de 90Mbar en géométrie plane sur PALS avec 200J à 3ω ($\lambda=438\text{nm}$) [95, 96, 97, 99] et jusqu'à 110Mbar en géométrie hémisphérique sur la LIL avec 10kJ à 3ω ($\lambda=341\text{nm}$). Nous avons d'ailleurs généré une pression de 140Mbar avec 14kJ mais sans pré-palier. Ces pressions représentent des records dans les géométries que nous avons considérées. Elles restent très inférieures à celles nécessaires à l'allumage dans le cadre de l'allumage par choc mais elles nous ont permis de valider nos codes hydrodynamiques dans ces conditions. En effet, les géométries utilisées permettent d'implémenter une grande quantité de diagnostics que

l'on a pu ensuite comparer aux résultats des simulations et des diagnostics numériques développés à cette occasion. Ces résultats sont donc très encourageants et montrent que nous nous approchons de manière significative des pressions d'ablation nécessaires à l'allumage (300Mbar).

Influence de la géométrie de la cible. La géométrie de la cible a une influence notable sur les pressions générées la géométrie des fronts de choc. Elle a aussi une influence sur la quantité d'énergie rétrodiffusée. En effet, les résultats de nos expériences montrent que les pressions d'ablation atteintes en géométrie sphérique avec une tache focale de profil gaussien augmentent d'environ 10% et que l'énergie rétrodiffusée dans le cône de la lentille est divisée par 2. Enfin, la géométrie sphérique influence de manière substantielle la géométrie du front de choc ainsi que sa propagation. Effectivement, on a vu lors de nos expériences qu'en tirant sur une sphère avec une tache focale gaussienne, la courbure du choc en sortie d'une demi-sphère était quasi-plane. De plus, on a vu que cette configuration expérimentale était moins sensible aux dépointages dans la mesure où, en cas de dépointage, le choc avait tendance à être plus oblique et à se rediriger vers le centre de la sphère (figure 4.38). Ces résultats confortent l'idée de l'allumage par les pôles en attaque directe et permet de mettre en avant la robustesse de cette méthode d'allumage dans une optique de génération d'énergie à l'échelle industrielle.

La collision de choc. L'étude expérimentale de ce phénomène n'a pas été fructueuse lors de notre campagne expérimentale sur le laser GEKKO XII. Néanmoins, une autre dimensionnement a été réalisé pour une campagne expérimentale qui va se dérouler au mois de décembre 2015 pour laquelle nous avons pu prendre en compte les données réelles du laser et aussi nous servir du tir réussi sur le béryllium afin de dimensionner avec précision la radiographie X résolue en temps.

Test des outils de simulations. Nous avons été en mesure de tester notre outil de simulation numérique CHIC que ce soit en 1D ou en 2D dans des conditions qui se rapprochent de celles de l'allumage par choc. Notre code a été testé pour des

géométries sphériques et planes pour des intensités pouvant atteindre les $10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$ dans le régime nanoseconde. Ainsi, notre code 2D a été validé dans les conditions de la LIL et donc celles des premières expériences sur le LMJ. Par ailleurs, un nouveau module a été créé afin de mieux rendre compte des résultats expérimentaux pour des impulsions plus courtes de haute intensité comme sur PALS ($1-3 \times 10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$ en 250-300ps). Ce nouveau module a été testé sur des résultats expérimentaux du laser OMEGA et nous a permis d'analyser avec une meilleure finesse nos expériences sur PALS.

Développement d'outils d'analyses des diagnostics expérimentaux. Grâce aux multiples campagnes expérimentales que nous avons réalisées, nous avons pu développer et tester des outils d'analyse des résultats expérimentaux comme le VISAR et la radiographie X résolue en espace (inversion d'Abel). Ces outils d'analyses ont été testés lors de nos campagnes expérimentales et nous permettent d'obtenir les résultats plus rapidement. Néanmoins, il reste maintenant à les rendre plus accessibles (ou *user-friendly*) mais aussi à optimiser notre outil d'inversion d'Abel qui reste encore perfectible. En effet, ce dernier outil est très sensible au bruit or il est censé permettre d'analyser des résultats expérimentaux réels. De plus, l'outil ne permet pas encore de prendre en compte la configuration expérimentale réelle qui peut influencer sur les densités obtenues. Ces diagnostics sont indispensables pour les futures campagnes expérimentales sur les chocs et plus particulièrement sur l'allumage par choc. La radiographie, en particulier, qui est le seul diagnostic de mesure directe de la vitesse de choc et que l'on peut utiliser quelle que soit la pression du choc et le matériau (même opaque). En effet, on a pu voir que les diagnostics comme la SOP pouvaient être aveuglés (on a parlé de *blanking*) et que le VISAR pouvait non seulement être aveuglé mais pouvait aussi ne rien voir dans le cas où le choc n'est pas assez fort ou s'il est trop courbe (il ne faut pas que la courbure du choc soit plus grande que l'acceptance angulaire de la lentille de reprise afin de le laser de sonde soit reflété dans le cône de la lentille).

Développement d'outils de *post-processing* Nous avons été en mesure de tester de nouveaux outils numériques reproduisant les diagnostics tels que le lieu géométrique de débouché de choc en fonction du temps afin de comparer avec les résultats expérimentaux provenant du VISAR et des SOP. Ce travail a aussi été effectué afin de reproduire les images radiographiques provenant des radiographies résolues en temps et en espace. Ces outils ont été testés lors des campagnes expérimentales et permettent de mieux les préparer mais aussi de les analyser avec plus d'aisance.

Allumage par choc Concernant l'allumage par choc à proprement parler, cette étude a permis de montrer que, dans nos conditions expérimentales, les électrons chauds avaient un rôle bénéfique pour le choc. D'autre part, un aspect très important de cette étude montre que les électrons chauds sont indispensables à nos codes afin de prendre en compte cette augmentation de pression mais aussi le préchauffage qu'ils induise. Il faudra donc les inclure dans les codes permettant le dimensionnement des futures expériences et les design de cibles pour l'allumage par choc.

Nous avons aussi pu générer des chocs forts (supérieurs à 100Mbar) en présence d'une large couronne plasma et mesurer directement la vitesse de choc grâce à la radiographie X résolue en temps.

Donc, aujourd'hui, rien ne prouve expérimentalement que l'allumage par choc ne fonctionnera pas. Il faut donc tenir compte des résultats obtenus, prendre en compte plus de physique et continuer à explorer et s'approcher des conditions théoriques de l'allumage par choc.

Ensuite, nous avons pu montrer que dans les conditions de l'allumage par choc, les électrons chauds n'ont pas une énergie suffisante pour préchauffer l'intérieur de la cible ce qui est une bonne nouvelle pour l'allumage par choc. Néanmoins, nous n'avons pas été en mesure de statuer sur leur rôle dans la génération et la propagation de choc. Enfin, un premier pas a été franchi dans une première investigation en plan du schéma d'allumage par choc dans la configuration bipolaire puisque nous avons été capable de générer un choc quasi-plan à partir d'une tache focale gaussienne illuminant une

Laser Cible	Caractéristiques laser	Diagnostics	Résultats
PALS 1 C ₈ H ₇ Cl (40/25μm) +Cu(5μm) +Al(25μm) +Step Al(10μm)	I _{pr} =9 PW/cm ² I _{aux} =30 TW/cm ² λ _{pr} =0,438μm λ _{aux} =1,315μm t _{pr} =250ps t _{aux} =250ps φ _{pr} =100μm φ _{aux} =900μm	SOP Imagerie K _α Interférométrie Spectrométrie FA Calorimétrie FA Collecteurs d'ions Sphère intégratrice	P _a =90Mbar % _{rétro} =30% SBS<7%, SRS<0,12% T _{he} =30-50keV, η <1%
PALS 2 C ₈ H ₇ Cl (25/10/3μm) +Ti(10μm) +Cu(10μm)	I _L =20 PW/cm ² I _{aux} =70 TW/cm ² λ=1,315μm t _{pr} =250ps t _{aux} =250ps φ _{pr} =100μm φ _{aux} =600μm	SOP Imageries K _α Spectrométrie FA Calorimétrie FA Collecteurs d'ions Interférométrie	% _{rétro} =30% T _{he} =28keV η <1%
LULI ½ sphère φ _s =500μm ou cylindre φ _c =2h=φ _s ou ½ sphère+ cylindre(h=150μm), +CH(20μm) +Mo(15μm) +SiO ₂ (250μm)	I _L =50 TW/cm ² λ=0,526μm t _{long} =2ns t _{court} =1ps φ _{long} =400μm φ _{court} =20μm	SOP VISAR Radiographie Van Hamos	P _a =17Mbar Campagne préparatoire <i>Post-processing</i> radiographique
LIL CH(270μm) ou ½ sphère φ _s =500μm+ CH(20μm), +Mo(30μm) +SiO ₂ (250μm)	I _L =3 PW/cm ² λ=0,351μm t _{sans prép} =2ns t _{avec prép} =1+2ns φ=700μm	SOP VISAR Calorimétrie FA Spectrométrie FA	P _{a,sp} =120Mbar P _{a,pl} =90Mbar % _{rétro,pl} <5% % _{rétro,sp} <3% SBS _{pl,f/8} <2% SRS _{pl,f/8} <1,5%
GEKKO Be(100μm) ou CH(200μm)+ Cu(25μm)+ SiO ₂ (250μm)	I _L =90 TW/cm ² λ=0,351μm t _{1^{er} cluster} =2ns t _{2^e cluster} =2ns φ=600μm	VISAR Radiographie	P _a =11Mbar

TABLE 4.4 – Tableau récapitulatif des campagnes expérimentales réalisées au cours de cette thèse avec leurs résultats principaux respectifs. FA= Face Arrière.

demi-sphère.

Tous ces résultats sont prometteurs pour l'allumage par choc dans la mesure où nous avons réussi à montrer expérimentalement que les électrons chauds ne représentent pas une menace pour la compression et nous avons réussi à générer de très fortes pressions qui se rapprochent de celles nécessaires dans le cadre de l'allumage par choc.

Perspectives

Le travail accompli s'inscrit dans un processus de grande envergure et donc dans une continuité. Ainsi, il restera toujours du travail à accomplir tant que l'allumage n'aura pas été obtenu et qu'il y aura des moyens humains et financiers pour soutenir cette recherche. Quoiqu'il en soit, faisant partie intégrante d'un projet européen, les travaux à venir sont déjà en cours de préparation.

L'étude de l'influence des électrons chauds sur la génération et la propagation d'un choc fort reste incomplète et nécessitera d'autres campagnes expérimentales de grande envergure afin de réaliser cette étude dans des conditions semblables à celles de l'allumage par choc. Ainsi, une campagne expérimentale est en cours de préparation sur l'installation LMJ-PETAL où l'on prévoit d'étudier de manière approfondie l'effet des électrons chauds sur la génération de choc en réalisant des tirs avec et sans lissage. Cette expérience, en cours de préparation depuis presque un an, est prévue pour fin 2018 et nous pourrons y utiliser quatre quad. Pour réaliser cette étude, nous utiliserons un faisceau nanoseconde pour réaliser plusieurs radiographies résolues spatialement à l'aide d'une *multiframe* et nous nous servirons de trois faisceaux afin de générer le choc. Plusieurs traceurs seront introduits dans les cibles afin de caractériser la population d'électrons chauds avec une meilleure précision que lors de nos campagne sur le laser PALS. Cette campagne expérimentale sera réalisée avec une intensité de l'ordre de $10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$ soit proche de l'intensité sur PALS mais avec une tache focale beaucoup plus grande (plusieurs centaines de microns) et un temps de pulse beaucoup plus long aussi (plusieurs nanosecondes) ce qui correspond aux conditions que nous avons évoquées dans le chapitre 3 et qui permettent de s'affranchir des effets 2D et

de maintenir le choc plus longtemps.

Même si nous avons démontré à plusieurs reprises la possibilité de générer un choc fort en présence d'un plasma de couronne similaire à celui de l'allumage par choc, d'autres études plus approfondies sont nécessaires afin de consolider ces résultats, atteindre des pressions plus élevées et les corrélérer à l'étude de l'interaction laser-matière.

En ce qui concerne la collision de choc, l'échec de l'expérience sur GEKKO XII ne nous a pas permis d'atteindre nos objectifs. Cependant, cette étude expérimentale est indispensable dans la compréhension globale du processus d'allumage et de son dimensionnement. C'est la raison pour laquelle une autre campagne expérimentale est prévue en décembre 2015. Nous avons donc dimensionnée la nouvelle campagne expérimentale avec plus de précision en nous servant de notre retour d'expérience. Ceci nous permettra de valider les études théoriques qui ont déjà été réalisées sur le sujet dans notre laboratoire [33]. Cette campagne expérimentale vise aussi à étudier la coalescence de deux chocs dans le quartz à l'aide de deux VISARs. La collision de choc est un thème qui n'a pas été abordé expérimentalement jusqu'à maintenant à cause des difficultés de mise en oeuvre et des diagnostics à utiliser (la radiographie). Il devra pourtant être étudié de manière approfondie si l'on veut valider nos modèles lors de l'arrivée du *skipe* et de sa collision avec le choc issu de la phase de compression au niveau de la surface intérieure de la coquille.

D'autres outils de *post-processing* sont en cours d'élaboration. Ils permettront de reproduire les signaux VISAR à partir des simulations hydrodynamiques produites par notre code CHIC et l'outil de radiographie doit être optimisé afin de pouvoir être utilisé de manière systématique (pour le moment, c'est au cas par cas).

En parallèle, plusieurs campagnes expérimentales devront être réalisées afin d'améliorer notre outil de simulation tant au niveau des processus physiques (inclure

la génération et la propagation des électrons chauds) donc de la modélisation, qu’au niveau des données physiques (équations d’état et opacités par exemple).

La première d’entre elles concerne la quantification du rôle des électrons chauds sur la génération et la propagation des chocs.

D’autres campagnes expérimentales sont aussi à prévoir afin de réaliser des radiographies de cibles chaudes et valider notre outil de *post-process* radiographique mais aussi suivre un choc généré par une impulsion laser intense ($>10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$) qui va donc générer des électrons chauds qui peuvent préchauffer le reste de la cible.

Un grand nombre de campagnes expérimentales sont aussi indispensables sur des installations lasers maîtrisées afin de mesurer avec précisions les équations d’états dans des conditions proches de l’allumage (SESAME et QEOS) par choc ainsi que les opacités (gommes et NOHEL) des matériaux telles que les plastiques (CH, CH_2 entre autres) mais aussi de tous les matériaux qui constituent les impuretés ainsi que leur comportement lorsqu’ils se mélangent dans des proportions expérimentales. Par exemple les données en terme d’équation d’état se limitent aujourd’hui à des pressions de l’ordre de quelques dizaines de mégabars. Il faut donc explorer au delà avec des applications pour l’astrophysique de laboratoire aussi.

Enfin, une étude supplémentaire est aussi à réaliser en parallèle : l’étude du comportement du quartz à des pressions élevées et sa caractérisation physique complète. Cette étude est indispensable afin de comprendre le phénomène de *blanking* et surtout les limitations expérimentales de son usage pour les mesures SOP et VISAR. Comme nous l’avons vu lors de la campagne expérimentale sur la LIL, lorsque le quartz est traversé par un choc dont la vitesse dépasse les 50km/s, l’émission propre du choc dans le quartz ne nous permet plus de retrouver la vitesse du choc et l’on voit apparaître un écrêtement du signal. Il est important d’explorer cette faille et de mieux la comprendre afin de pouvoir nous servir du quartz ou d’un autre matériau, même dans ces conditions.

La continuité de tout ce travail afin d'obtenir l'allumage nécessite plusieurs choses : tout d'abord, la mise à disposition, en Europe et dans le monde, de plus d'installations lasers de dimension intermédiaire comme OMEGA aux États-Unis ou ORION au Royaume-Uni et la LIL en France (fermée aujourd'hui) est indispensable afin de valider les modèles existants de manière approfondie, tester leurs futures évolutions et préparer au mieux les campagnes expérimentales sur de grandes installations telles que le NIF ou LMJ qui peuvent, en principe, permettre d'atteindre l'allumage. Ces installations doivent avoir une parfaite maîtrise de leur(s) faisceau(x) et de leur(s) diagnostic(s) avec une section métrologique d'envergure et une certaine flexibilité dans le type de tache focale et d'impulsion laser.

Ensuite, dans le cadre des mesures réalisées pour la FCI et surtout de l'allumage par choc, le développement d'outils de radiographie résolue en espace et en temps devient indispensable. En effet, les diagnostics classiques de choc comme le VISAR et SOP ne fonctionnent plus lorsque les pressions sont trop élevées et souffrent alors de *blanking* les rendant totalement aveugles. De surcroît, leur usage ne permet pas de mesurer de manière directe les caractéristiques des ondes de chocs (vitesse puis pression) dans l'ablateur de plastique car elles sont déduites des mesures de vitesses dans le quartz ou du temps de débouché de choc en face arrière. Les diagnostics radiographiques deviennent donc un outil indispensable au vue de l'évolution des technologies lasers, des conditions de pression que l'on arrive à atteindre et celles que l'on doit encore obtenir (300Mbar).

Il faudra aussi, pour l'allumage par choc, non seulement caractériser le *spike* en terme d'intensité, d'harmonique et de *timing* mais aussi envisager de nouveaux design de cibles (dimensions, type d'ablateur). Ce travail est indispensable dans la mesure où, lorsque les codes prennent en compte plus de physique *i.e.* la génération et la propagation des électrons chauds par exemple, on n'atteint plus l'allumage des réactions de fusion [88].

Enfin, une amélioration des techniques de production de cibles permettant d'avoir

des cibles de meilleures qualités dans des délais plus courts et à des prix plus accessibles pour les laboratoires. La fabrication de cibles de qualité avec une caractérisation complète des matériaux utilisés et un coût raisonnable est pour le moment difficile.

Annexe A

Analyse du profil temporel LULI

La comportement hydrodynamique d'un choc dépend significativement du profil temporel de l'impulsion temporelle du laser. Afin de pouvoir comparer les tirs entre eux et obtenir une répétabilité, il est nécessaire que les profils temporels des impulsions soient similaires. Dans le cas contraire, une multitude de cas peut se présenter et l'interprétation n'en ai que plus délicate.

Reprenons les profils temporels donnés par la figure 4.34 et plus particulièrement la figure A.1 où l'on a exposé deux cas extrêmes. Les deux tirs ont des énergies totales et largeurs à mi-hauteurs similaires. Ces grandeurs valent 1,8ns et 2,2ns pour le tir numéro 19 (profil à gauche) et 1,9ns et 2,4ns pour le tir numéro 35 (profil à droite).

Ces deux profils temporels sont dramatiquement différents pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les puissances maximales sont très différentes sur les deux tirs (plus de 20% de différence sur ces deux tirs) ce qui conditionne la pression obtenue. Ensuite, la maxima d'intensité arrivent au bout de 200ps pour l'un et 1,8ns pour l'autre. Ainsi, dans le première cas, l'impulsion crée un choc sans le pousser par la suite, on a une détente. Dans le deuxième cas, un premier choc faible est créé puis il est amplifié avant de se détendre à la fin. Des simulations 1D donnent des temps de débouché avec un écart de 300ps ce qui n'est pas négligeable et devrait donc être amplifié en 2D (calcul en cours).

Ce même fit a été réalisé pour tous les tirs afin d'obtenir les profils temporels

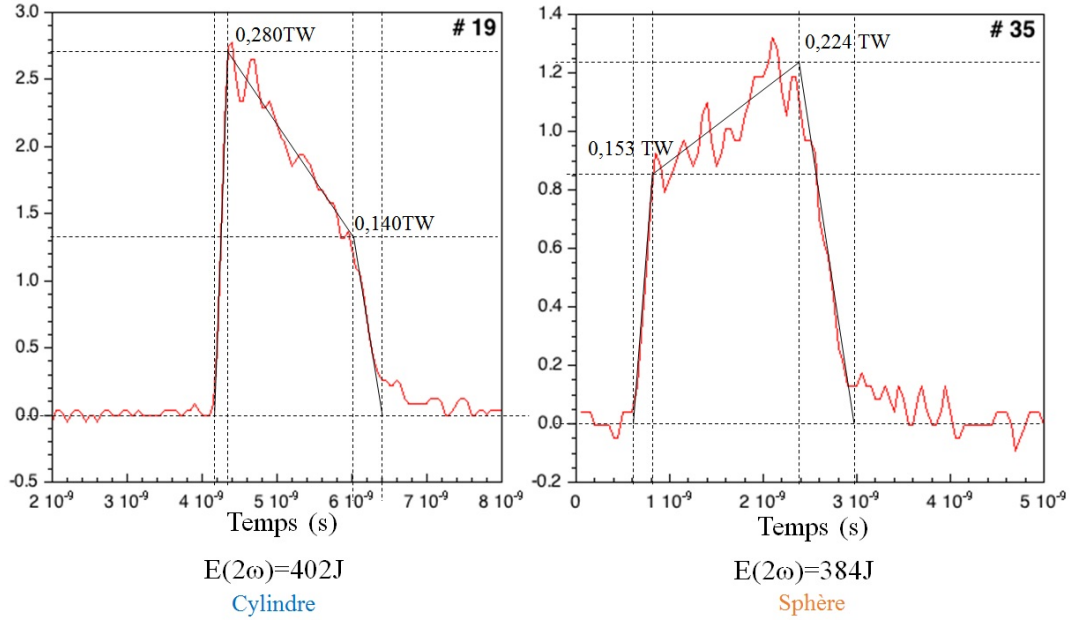


FIGURE A.1 – Impulsions temporelles des tirs 19 et 35 lors de la campagne LULI avec leur fit ainsi que les puissances instantanées associées au fit.

par segments de tous les tirs. Ces profils sont ensuite implémentés dans notre code hydrodynamique CHIC afin de reproduire les résultats expérimentaux. L'analyse de ces données montre que les conditions attendues n'étaient que très rarement atteintes et donc que les profils temporels étaient très variés comme le montre le figure A.2. Ce graphe montre bien que soit on est dans le bon régime d'énergie mais, comme on obtient une puissance crête plus élevée, cette puissance n'est pas maintenue et l'on a soit une détente soit une compression linéaire. Dans l'autre cas de figure, on est bien dans le régime de puissance attendu mais, n'ayant pas une énergie suffisante, cette puissance ne pouvait être maintenue au cours du temps. Ce graphe montre donc que l'on n'est presque jamais le cas d'une impulsion carré et que donc nous ne sommes jamais en régime stationnaire.

Par ailleurs, les maxima de puissance instantanée sont très dispersés comme le montre la figure A.3 et cela influe largement, comme expliqué précédemment sur l'hydrodynamique du choc.

Néanmoins, le temps de l'impulsion était relativement stable comme le montre

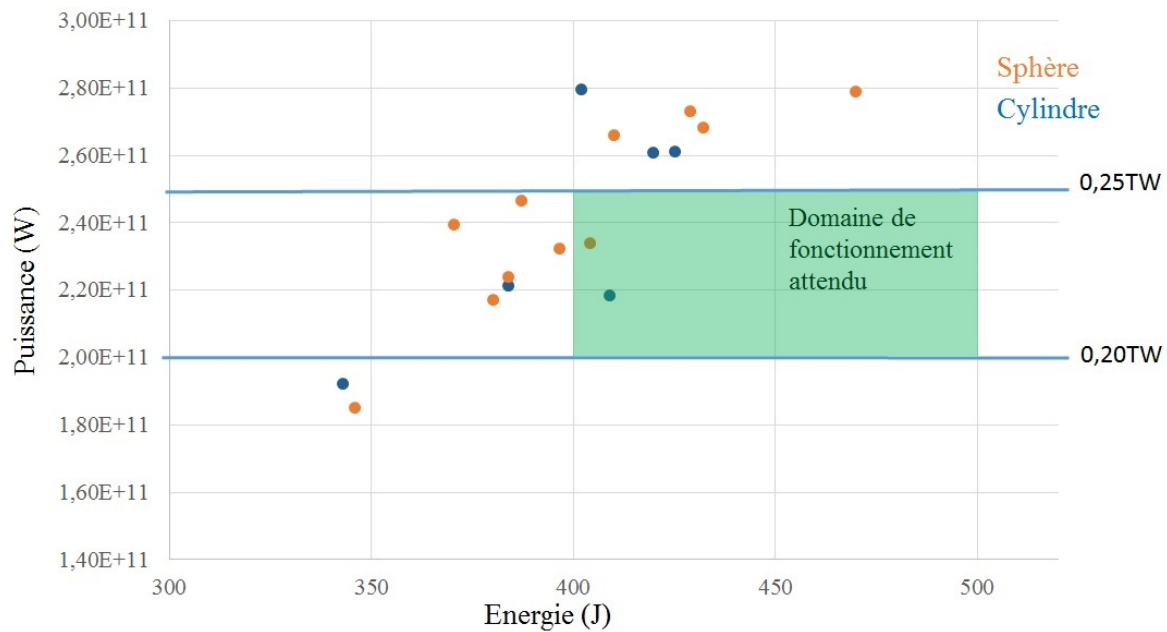


FIGURE A.2 – Graphique représentant, pour tous les tirs réalisés au LULI, l'énergie du tir en fonction de la puissance maximale instannée obtenue.

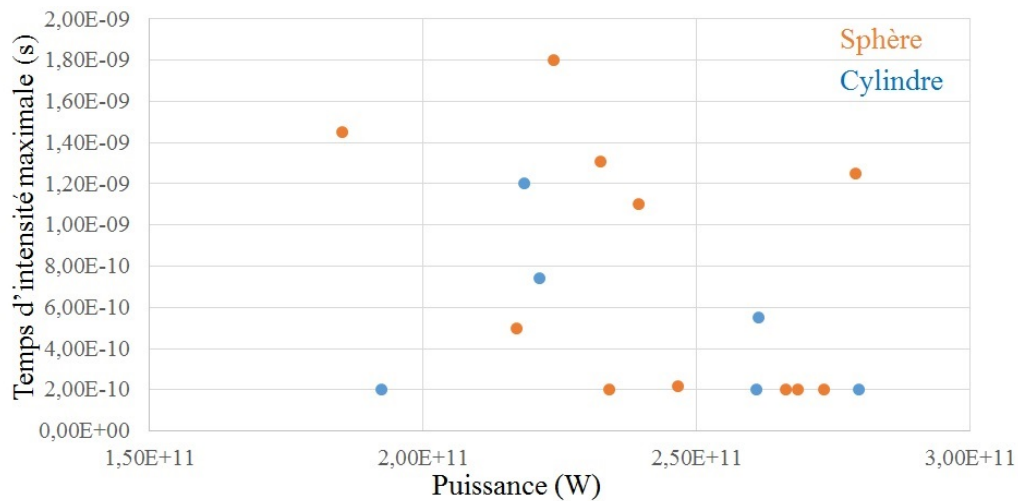


FIGURE A.3 – Graphique représentant la position temporelle des pics de puissance en fonction de la puissance crête.

la figure A.4 qui représente le temps total de l'impulsion. Cette remarque est aussi valable pour les temps d'impulsion à mi-hauteur qui sont, en général, utilisés dans les simulations ou les lois d'échelles.

Il est à noter que les lois d'échelles sont valables pour des impulsions carrées avec

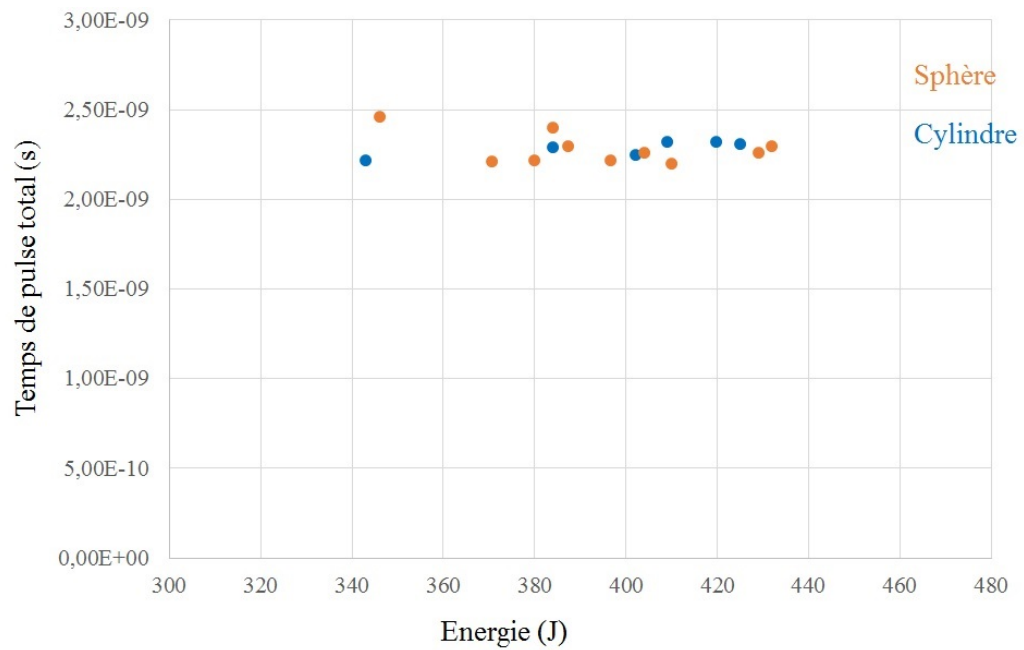


FIGURE A.4 – Graphique représentant le temps total d’impulsion en fonction de l’énergie du tir

des temps de montés et de descendre de l’ordre de 200 à 500ps afin d’être rapidement dans un cas stationnaire et que dans ce cas là, les simulations réalisées avec le code CHIC restitue parfaitement les lois d’échelle.

Annexe B

Calibration des caméras à balayage de fente.

B.0.1 Calibration temporelle

Afin d'évaluer la relation entre les pixels et le temps des caméras à balayage de fente, nous avons utilisé, sur l'installation LULI par exemple, un faisceau basse énergie reproduisant le chemin optique du faisceau principal avec une fréquence donnée (5Hz) puis, à l'aide d'un générateur de délais (ou *stanford box*), nous avons introduit des délais entre le laser et le déclenchement de la caméra à balayage de fente. Ceci nous permet non seulement de connaître les retards nécessaires introduire entre le laser et les caméras à balayage de fente pour chacun de ses calibres mais surtout d'obtenir deux images où apparaissent le même pulse laser avec un délai connu entre les deux donc de connaître la calibration temporelle des appareils.

Par exemple, pour le calibre temporel 20ns, nous avons obtenu les images B.1 et B.2. La caméra se déclenchait 6ns plus tard sur la figure B.2 que sur la figure B.1 (rappelons que, pour une caméra à balayage de fente, ce n'est pas le signal lumineux qui bouge avec le délai mais la fenêtre de mesure qui se décale). Pour faire la calibration, il suffit, pour chaque image, de réaliser un profil temporel (vertical donc) et de détecter le même instant sur chacune des images (la demi-montée du signal par exemple). Ainsi, le temps de demi-montée de la figure B.1 se situe à 360pixels alors que le temps de demi-montée de la figure B.2 se situe à 63pixels. On obtient donc,

pour le calibre de 20ns :

$$\frac{6}{360 - 63} = 0,02020\text{ns/pixel} \quad (\text{B.1})$$

La même procédure a été réalisée avec le calibre 10ns et on a obtenu 0,01038ns/pixel.

Ce calcul a été réalisé deux fois afin de vérifier que le fonctionnement des caméras à balayage de fente était bien continu et que donc la vitesse de balayage était constante, ce qui était le cas.

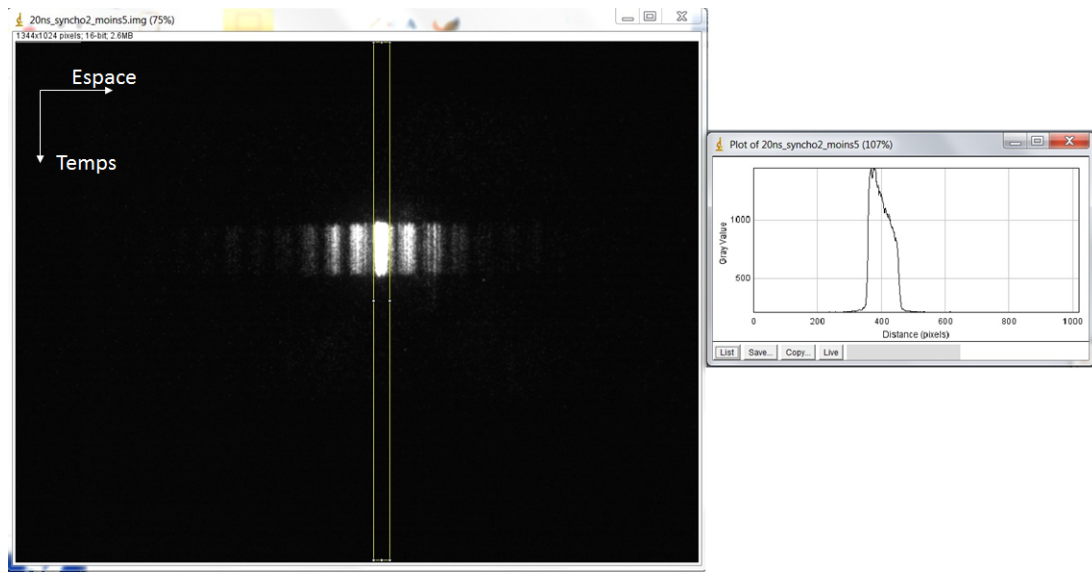


FIGURE B.1 – Impulsion imitant le laser du LULI obtenu sur la caméra à balayage fente utilisée sur un des VISAR avec un profil temporel (vertical)

B.0.2 Problème de déclenche

Les appareils possédant une transmission numérique et, dans notre cas, une déclenche temporelle, sont soumis à des fluctuations introduisant une dispersion temporelle dans cette déclenche. On appelle cela la gigue ou *jitter* en anglais. Ce phénomène doit absolument être pris en compte dans nos mesures car il ne doit pas excéder quelques pourcents de la mesure. Nos mesures sont de l'ordre de la nanoseconde et il faut donc tenir compte de tout *jitter* dépassant les 100ps ce qui n'est pas le cas des caméra à balayage de fente mais peut être le cas de certaines installations laser. C'est la raison

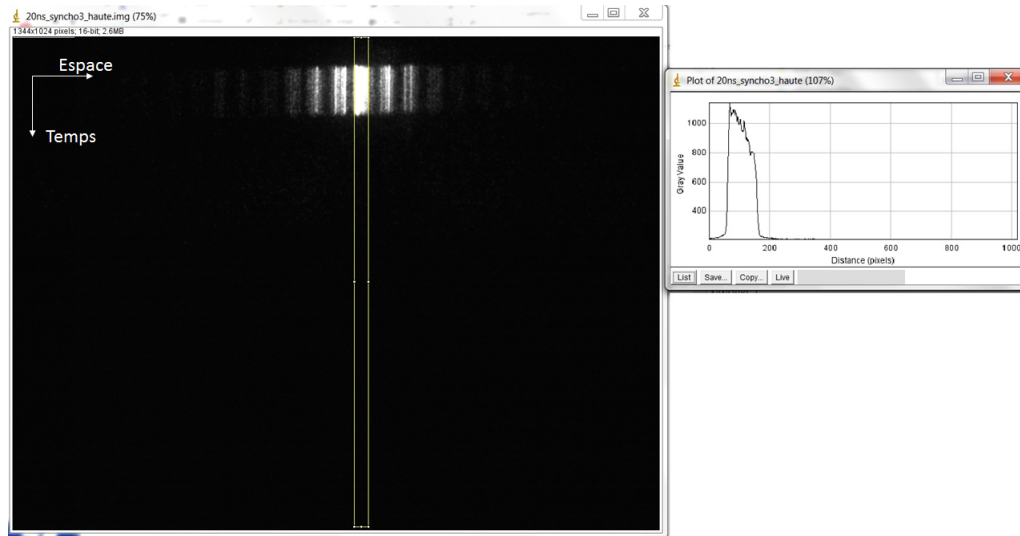


FIGURE B.2 – Impulsion imitant le laser du LULI obtenu sur la caméra à balayage fente utilisée sur un des VISAR avec un délai de 6ns par rapport l'image B.1 avec un profil temporel (vertical)

pour laquelle sur les installations PALS et LIL, nous avons introduit une référence temporelle intrinsèquement liée au laser dans les mesures d'émission propre (et aussi de VISAR pour la LIL) : le *fiducial*. Pour obtenir cette référence, nous prélevons un petit partie du laser incident que nous introduisons directement dans la caméra à balayage de fente et qui arrive toujours au même moment par rapport au laser. Le fiducial est présent sur les images 2.9p.58 et 2.11p.59.

B.0.3 Calibration spatiale

Comme déjà énoncé, la calibration spatiale s'obtient en réalisant l'image d'une mire (voir figure B.3) ou d'une règle (voir figure B.4) possédant une ou plusieurs distances connues. Cela permet aussi d'obtenir le grandissement optique de nous système.

B.0.4 Résultats des calibrations

Les résultats des calibrations que nous avons effectuée sont présentés dans les tables suivantes :

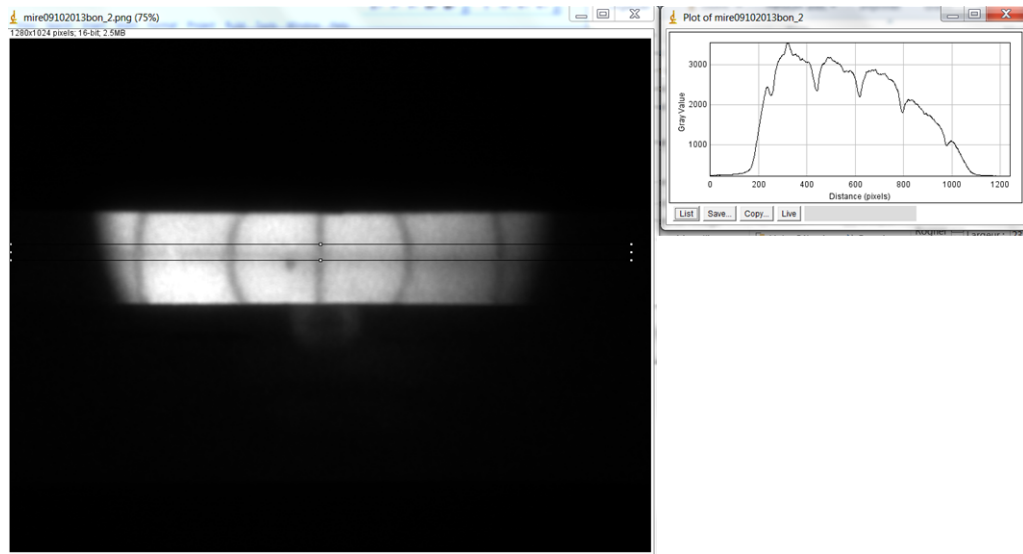


FIGURE B.3 – Image d'une mire placée en centre chambre lors de la campagne LULI avec un diamètre intérieur de $500\mu\text{m}$ avec son profil spacial (horizontal)

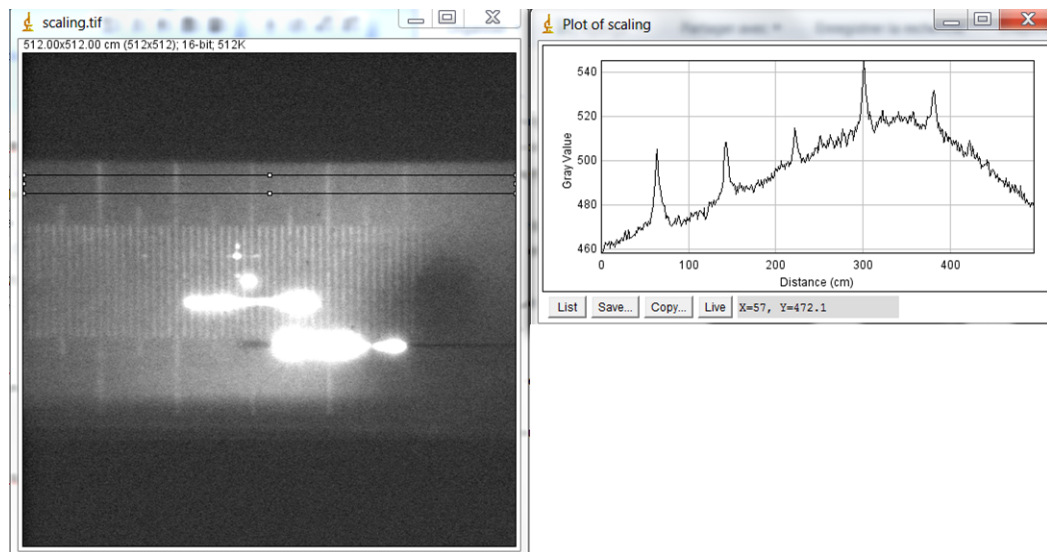


FIGURE B.4 – Règle placée en centre chambre lors de la campagne expérimentale sur le laser PALS avec son profil spatial (horizontal). La distance entre deux petites graduations vaut $10\mu\text{m}$, entre les graduations intermédiaires $50\mu\text{m}$ et entre les grandes $100\mu\text{m}$

	VISAR 1	VISAR 2	SOP
10ns	10,3806ps/px	13,5584ps/px	11ps/px
20ns	20,2020ps/px	6,908ps/px	20,7ps/px
Espace	1,06 μm /px	1,033 μm /px	1,38 et 0,47 μm /px

TABLE B.1 – Données de calibrations spatiale et temporelle obtenues sur les caméra à balayage de fente utilisées lors de la campagne LULI.

	SOP
10ns	21,0342ps/px
5ns	11,0838ps/px
Espace	1,26 μ m/px

TABLE B.2 – Données de calibrations spatiale et temporelle obtenues sur la caméra à balayage de fente utilisée lors de la campagne PALS.

Annexe C

Analyse de la tache focale LULI

Les résultats de la campagne expérimentale menée sur le laser LULI ont été très influencé par la qualité de la tache focale. En principe, la lame de phase utilisée nous permettait, d’après des mesures réalisées sur place, d’obtenir une tache focale gaussienne d’ordre 1,6 de $400\mu\text{m}$ de diamètre, assez piquée présentée sur la figure C.1. L’intérêt de cette tache focale est qu’elle était relativement proche de celle prévue sur la campagne expérimentale LIL.

Cependant, l’imagerie X en face avant (pinhole X, voir figures C.7, C.8 et C.9) ainsi que l’image optique réalisée à l’aide d’un faisceau continu reproduisant les conditions du laser principale (cf figures C.2, C.3, C.4, C.5 et C.6) nous ont donné des résultats différents. On remarque tout d’abord que la tache focale présente un point chaud d’une taille assez conséquente qui rend le profil vertical (orientation de la fente de la caméra à balayage de fente de la SOP) de la tache très irrégulier. Dans les deux cas, on a un fond que l’on peut modéliser par une tache focale gaussienne “large” (100 à $120\mu\text{m}$ de rayon à $1/e$) avec des sur-intensités représentable par une gaussienne de $45\mu\text{m}$ de rayon à $1/e$ dans la direction verticale et par deux petites gaussiennes de rayon 12 et $15\mu\text{m}$ à $1/e$ décalée spatialement. Ces profils sont confortés par l’analyse de la tache X qui donne un profil gaussien de rayon $50\mu\text{m}$ dans une direction et $60\mu\text{m}$ dans l’autre (en tenant compte de l’inclinaison de 45°). Ceci a été la source de beaucoup de problèmes d’interprétation de la campagne expérimentale surtout au niveau de

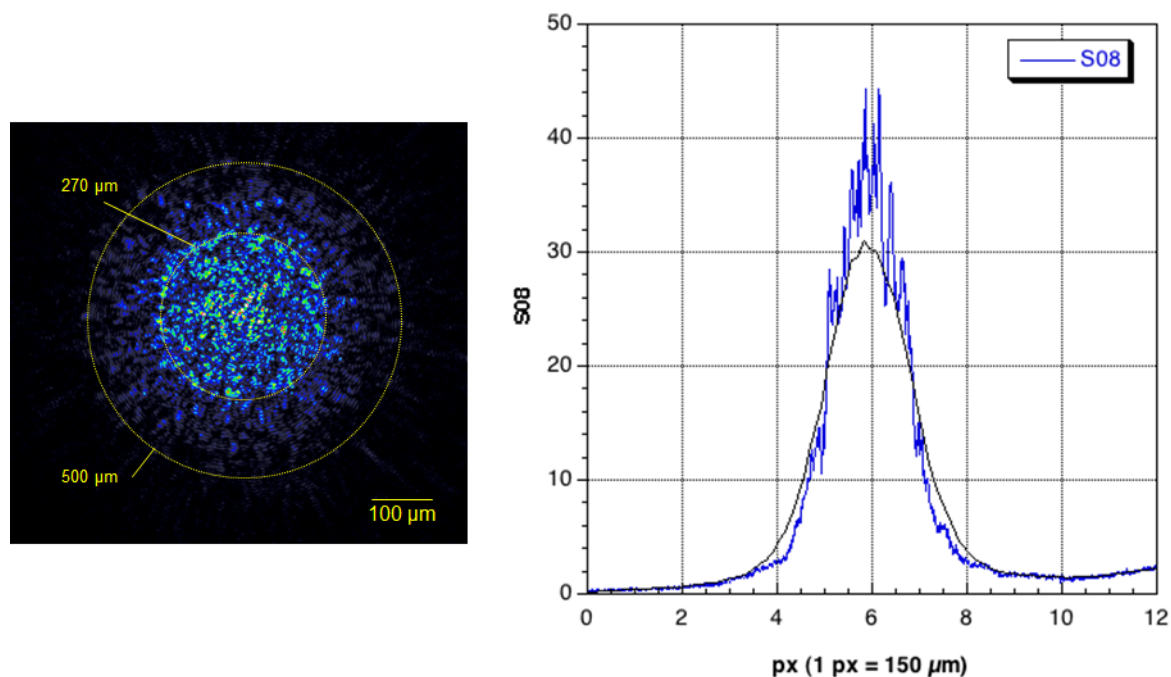


FIGURE C.1 – Image de la tache focale LULI réalisé sur un banc prévu à cet effet avec son profil spatial et un fit gaussien.

la radiographie résolue en espace. Ces diagnostics montrent bien que la tache focale qui a été utilisée pendant cette campagne expérimentale n'était pas celle attendue et cela peut en parti expliquer la dispersion des résultats obtenus. Un examen à l'oeil de la lame de phase qui a été utilisée montre que cette dernière était très abimée. Cette usure, probablement due à son age et peut être aussi à des accidents lors de son usage, est très préjudiciable et il est très délicat dans ces conditions de contrôler avec précision les caractéristiques de la tache focale.

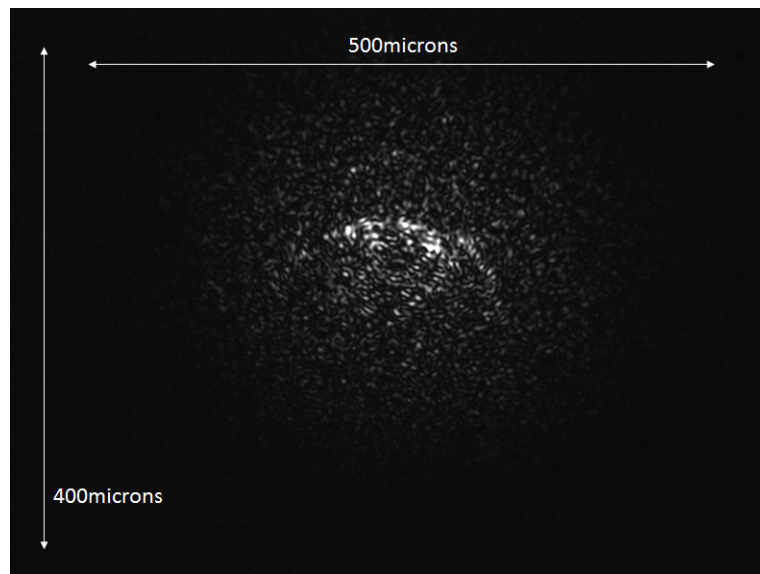


FIGURE C.2 – Tache focale obtenue par imagerie optique avec un laser continu simulant le laser principal dans la chambre d'expérience.

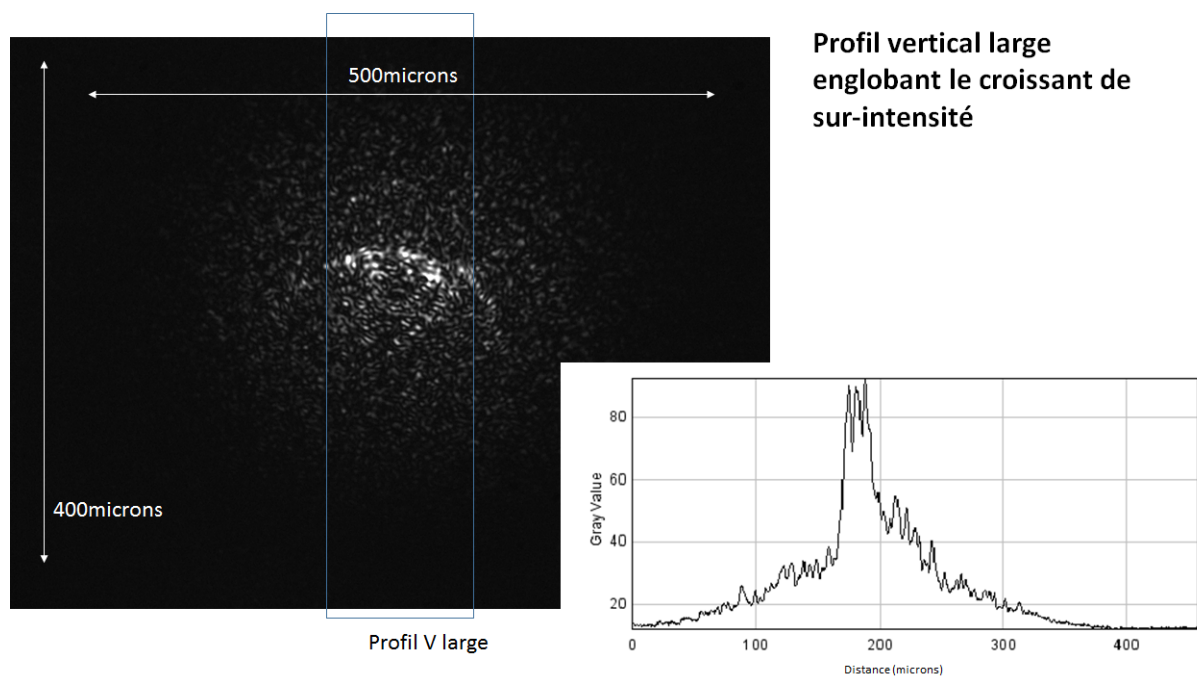


FIGURE C.3 – Tache focale obtenue par imagerie optique avec un laser continu simulant le laser principal avec un profil vertical.

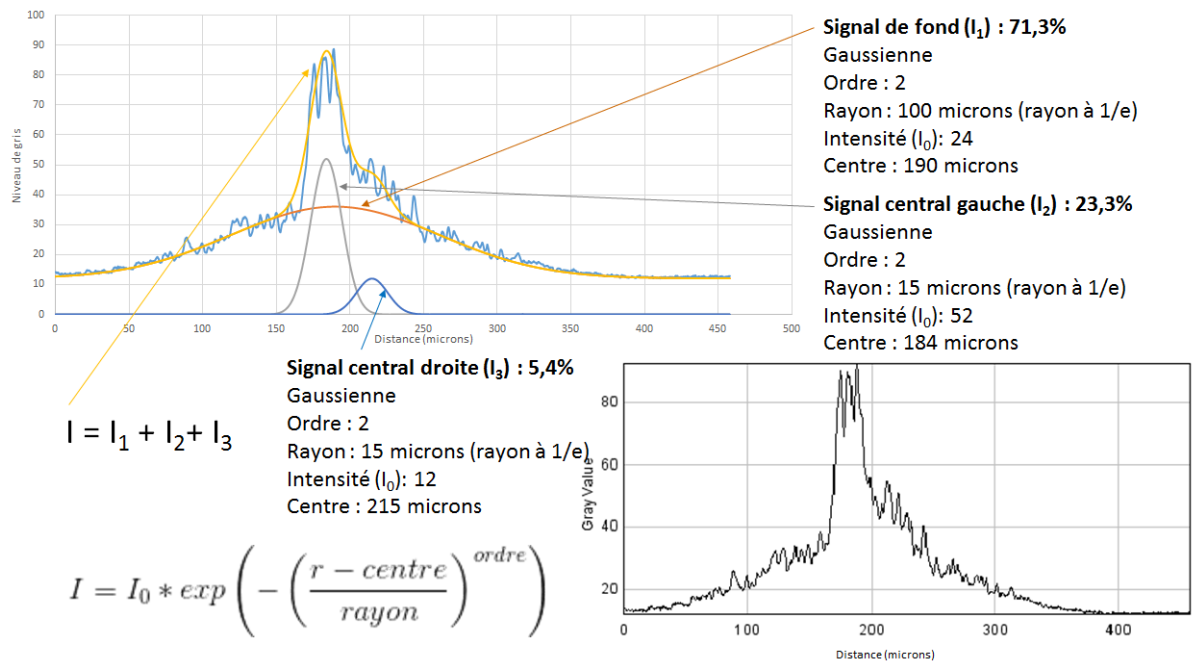


FIGURE C.4 – Analyse du profil vertical de la figure C.3 et fit par une superposition de gaussiennes.

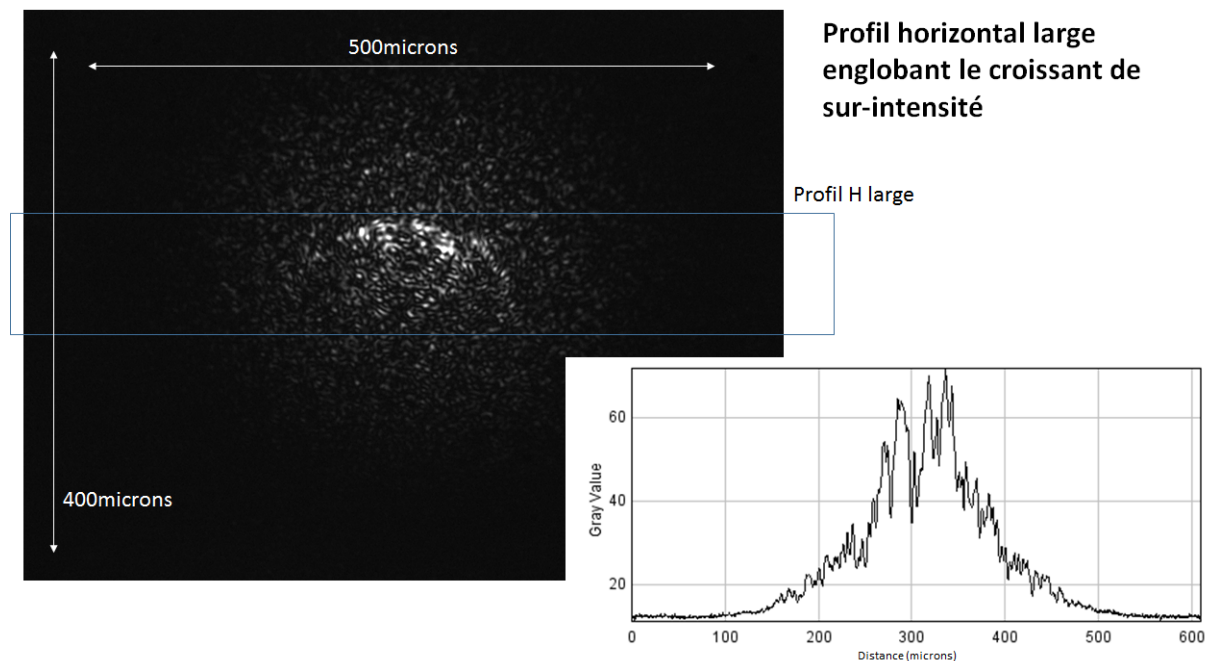


FIGURE C.5 – Tache focale obtenue par imagerie optique avec un laser continu simulant le laser principal avec un profil horizontal.

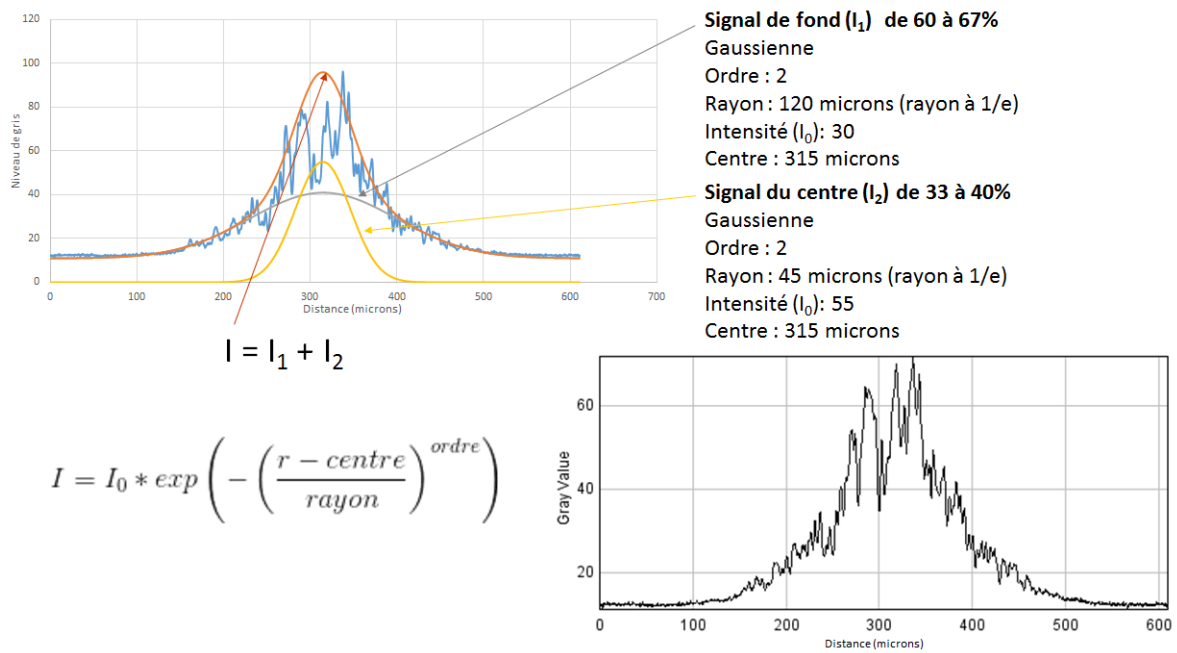


FIGURE C.6 – Analyse du profil vertical de la figure C.5 et fit par une superposition de gaussiennes.

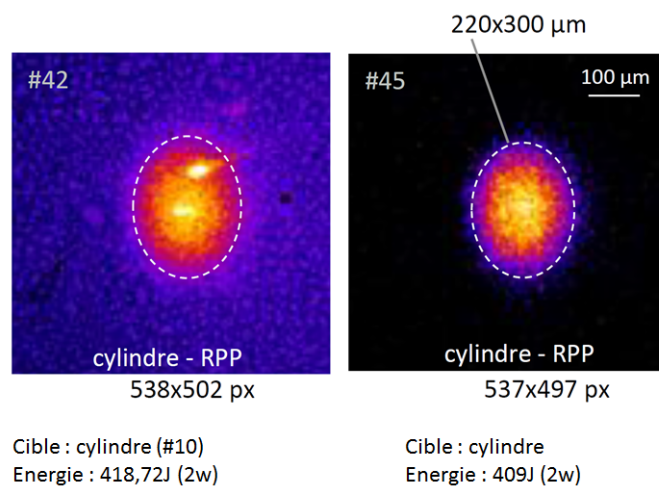


FIGURE C.7 – Tache X obtenu par la pinhole X lors de la campagne sur le LULI sur deux tirs sur des cylindres.

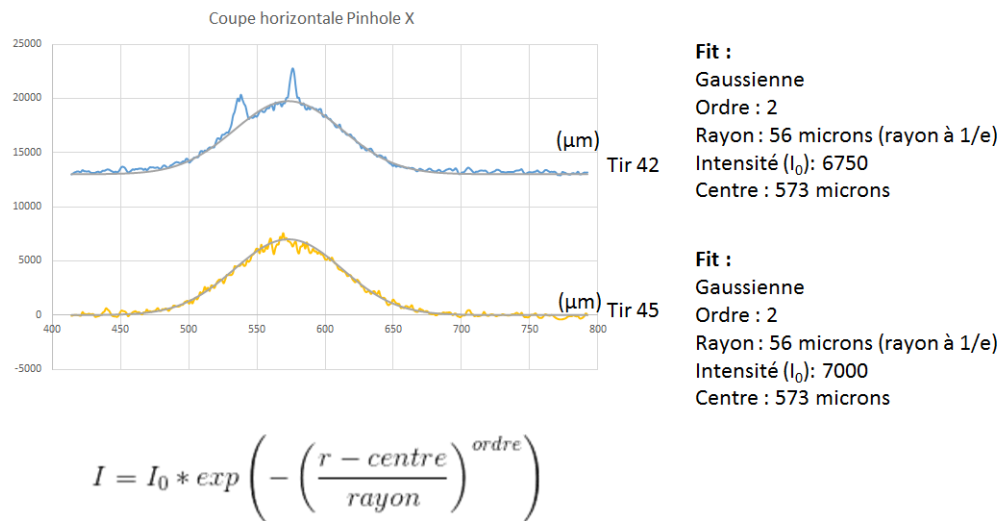


FIGURE C.8 – Coupe horizontale des taches X de la figure C.7 avec leurs fits gaussiens respectifs. La configuration expérimentale (vue à 45°) provoque une distortion dans cette direction.

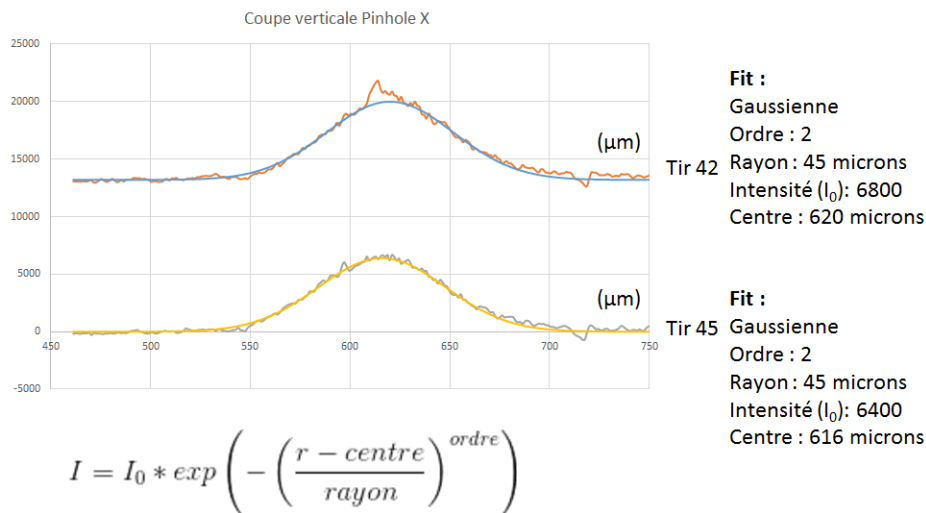


FIGURE C.9 – Coupe verticale des taches X de la figure C.7 avec leurs fits gaussiens respectifs.

Bibliographie

- [1] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman. Laser compression of matter to super-high densities : Thermonuclear (CTR) applications. *Nature*, 239(5368) :139–142, 1972.
- [2] J. Lindl. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Physics of Plasmas*, 2(11) :3933–4024, 1995.
- [3] S. Atzeni and J. Meyer-Ten-Vehn. *The physics of inertial fusion : beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter*. International series of monographs on physics. Oxford University Press, Oxford, 2009. Publié initialement chez Clarendon press en 2004.
- [4] R. Betti, C.D. Zhou, K.S. Anderson, L.J. Perkins, W. Theobald, and A.A. Solodov. Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal density. *Physical Review Letters*, 98(15) :155001, 2007.
- [5] L.J. Perkins, R. Betti, K.N. Lafortune, and W.H. Williams. Shock ignition : A new approach to high gain inertial confinement fusion on the national ignition facility. *Physical Review Letters*, 103(4) :045004, 2009.
- [6] X. Ribeyre, G. Schurtz, M. Lafon, S. Galera, and S. Weber. Shock ignition : an alternative scheme for HiPER. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(1) :015013, 2009.
- [7] S. Atzeni, A. Schiavi, and A. Marocchino. Studies on the robustness of shock-ignited laser fusion targets. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 53(3) :035010, 2011.

- [8] M. Tabak, J. Hammer, M.E. Glinsky, W.L. Kruer, S.C. Wilks, J. Woodworth, E.M. Campbell, M.D. Perry, and R.J. Mason. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Physics of Plasmas*, 1(5) :1626–1634, 1994.
- [9] W. Theobald, A.A. Solodov, C. Stoeckl, K.S. Anderson, R. Betti, T.R. Boehly, R.S. Craxton, J.A. Delettrez, C. Dorrer, J.A. Frenje, V.Yu. Glebov, H. Habara, K.A. Tanaka, J.P. Knauer, R. Lauck, F.J. Marshall, K.L. Marshall, D.D. Meyerhofer, P.M. Nilson, P.K. Patel, H. Chen, T.C. Sangster, W. Seka, N. Sinenian, T. Ma, F.N. Beg, E. Giraldez, and R.B. Stephens. Initial cone-in-shell fast-ignition experiments on OMEGA. *Physics of Plasmas*, 18(5) :056305, 2011.
- [10] T.C. Sangster, V.N. Goncharov, R. Betti, T.R. Boehly, D.T. Casey, T.J.B. Collins, R.S. Craxton, J.A. Delettrez, D.H. Edgell, R. Epstein, K.A. Fletcher, J.A. Frenje, Y.Yu. Glebov, D.R. Harding, S.X. Hu, I.V. Igumenshev, J.P. Knauer, S.J. Loucks, C.K. Li, J.A. Marozas, F.J. Marshall, R.L. McCrory, P.W. McKenty, D.D. Meyerhofer, P.M. Nilson, S.P. Padalino, R.D. Petrasso, P.B. Radha, S.P. Regan, F.H. Seguin, W. Seka, R.W. Short, D. Shvarts, S. Skupsky, V.A. Smalyuk, J.M. Soures, C. Stoeckl, W. Theobald, and B. Yaakobi. Shock-tuned cryogenic-deuterium-tritium implosion performance on OMEGA. *Physics of Plasmas*, 17(5) :056312, 2010.
- [11] C. Zhou, W. Theobald, R. Betti, P.B. Radha, V.A. Smalyuk, D. Shvarts, V.Yu. Glebov, C. Stoeckl, K.S. Anderson, D.D. Meyerhofer, T.C. Sangster, C.K. Li, R.D. Petrasso, J.A. Frenje, and F.H. Seguin. Erratum : High- ρr implosions for fast-ignition fuel assembly (physical review letters (2007) 98(025004)). *Physical Review Letters*, 98(3) :039903, 2007.
- [12] S.W. Haan, J.D. Lindl, D.A. Callahan, D.S. Clark, J.D. Salmonson, B.A. Hammel, L.J. Atherton, R.C. Cook, M.J. Edwards, S. Glenzer, A.V. Hamza, S.P. Hatchett, M.C. Herrmann, D.E. Hinkel, D.D. Ho, H. Huang, O.S. Jones, J. Kline, G. Kyrala, O.L. Landen, B.J. MacGowan, M.M. Marinak, D.D. Meyerhofer, J.L. Milovich, K.A. Moreno, E.I. Moses, D.H. Munro, A. Nikroo, R.E. Olson, K. Peterson, S.M. Pollaine, J.E. Ralph, H.F. Robey, B.K. Spears, P.T. Springer, L.J. Suter, C.A. Thomas, R.P. Town, R. Vesey, S.V. Weber, H.L. Wil-

- kens, and D.C. Wilson. Point design targets, specifications, and requirements for the 2010 ignition campaign on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 18(5) :051001, 2011.
- [13] E.I. Moses. The NIF : An international high energy density and inertial fusion user facility. page ATu2L.1, 2013.
- [14] W. Theobald, R. Betti, C. Stoeckl, K.S. Anderson, J.A. Delettrez, V.Yu. Glebov, V.N. Goncharov, F.J. Marshall, D.N. Maywar, R.L. McCrory, D.D. Meyerhofer, P.B. Radha, T.C. Sangster, W. Seka, D. Shvarts, V.A. Smalyuk, A.A. Solodov, B. Yaakobi, C.D. Zhou, J.A. Frenje, C.K. Li, F.H. Sguin, R.D. Petrasso, and L.J. Perkins. Initial experiments on the shock-ignition inertial confinement fusion concept. *Physics of Plasmas*, 15(5) :056306, 2008.
- [15] W. Theobald, K.S. Anderson, R. Betti, R.S. Craxton, J.A. Delettrez, J.A. Frenje, V.Y. Glebov, O.V. Gotchev, J.H. Kelly, C.K. Li, A.J. MacKinnon, F.J. Marshall, R.L. McCrory, D.D. Meyerhofer, J.F. Myatt, P.A. Norreys, P.M. Nilson, P.K. Patel, R.D. Petrasso, P.B. Radha, C. Ren, T.C. Sangster, W. Seka, V.A. Smalyuk, A.A. Solodov, R.B. Stephens, C. Stoeckl, and B. Yaakobi. Advanced-ignition-concept exploration on OMEGA. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(12) :124052, 2009.
- [16] P.B. Radha, R. Betti, T.R. Boehly, J.A. Delettrez, D.H. Edgell, V.N. Goncharov, I.V. Igumenshchev, J.P. Knauer, J.A. Marozas, F.J. Marshall, R.L. McCrory, D.D. Meyerhofer, S.P. Regan, T.C. Sangster, W. Seka, S. Skupsky, A.A. Solodov, C. Stoeckl, W. Theobald, J.A. Frenje, D.T. Casey, C.K. Li, and R.D. Petrasso. Inertial confinement fusion using the OMEGA laser system. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 39(4 PART 1) :1007–1014, 2011.
- [17] R. Nora, W. Theobald, R. Betti, F. J. Marshall, D. T. Michel, W. Seka, B. Yaakobi, M. Lafon, C. Stoeckl, J. Delettrez, A. A. Solodov, A. Casner, C. Reverdin, X. Ribeyre, A. Vallet, J. Peebles, F. N. Beg, and M. S. Wei. Gigabar spherical shock generation on the OMEGA laser. *Phys. Rev. Lett.*, 114 :045001, Jan 2015.
- [18] W. Theobald, R. Nora, W. Seka, M. Lafon, K. S. Anderson, M. Hohenberger, F. J. Marshall, D. T. Michel, A. A. Solodov, C. Stoeckl, D. H. Edgell, B. Yaakobi,

- A. Casner, C. Reverdin, X. Ribeyre, A. Shvydky, A. Vallet, J. Peebles, F. N. Beg, M. S. Wei, and R. Betti. Spherical strong-shock generation for shock-ignition inertial fusion. *Physics of Plasmas*, 22(5) :056310, 2015.
- [19] L. Antonelli, D. Batani, A. Patria, O. Ciricosta, L. Labate, P. Koester, C. Cecchetti, L. Gizzi, J. Nejd, M. Kozlova, B. Rus, A. Moretti, M. Richetta, and G. Schurtz. Study of laser-matter interaction in an intensity regime relevant for shock ignition. volume 35 1, pages 261–264, 2011.
- [20] J. Nejd, M. Kozlová, M. Sawicka, D. Margarone, M. Krus, J. Prokupek, B. Rus, D. Batani, L. Antonelli, A. Patria, O. Ciricosta, C. Cecchetti, P. Koester, L. Labate, A. Giulietti, L.A. Gizzi, A. Moretti, M. Richetta, G. Schurtz, X. Ribeyre, M. Lafon, C. Spindloe, and T. O'Dell. Investigation of laser plasmas relevant to shock ignition at PALS. volume 8080, page 80802B, 2011.
- [21] C.A. Cecchetti, A. Giulietti, P. Koester, L. Labate, T. Levato, L.A. Gizzi, L. Antonelli, A. Patria, D. Batani, M. Kozlová, D. Margarone, J. Nejd, B. Rus, M. Sawicka, M. Lafon, X. Ribeyre, and G. Schurtz. Parametric instabilities study in a shock ignition relevant regime. volume 8080, page 80802A, 2011.
- [22] D. Batani, M. Koenig, S. Baton, F. Perez, L.A. Gizzi, P. Koester, L. Labate, J. Honrubia, A. Debayle, J. Santos, G. Schurtz, S. Hulin, X. Ribeyre, C. Fourment, P. Nicolai, B. Vauzour, L. Gremillet, W. Nazarov, J. Pasley, G. Talents, M. Richetta, K. Lancaster, Ch. Spindloe, M. Tolley, D. Neely, P. Norreys, M. Kozlová, J. Nejd, B. Rus, L. Antonelli, A. Morace, L. Volpe, J. Davies, J. Wolowski, and J. Badziak. Experimental results performed in the framework of the HiPER european project. volume 8080, page 808027, 2011.
- [23] L. Antonelli, D. Batani, M. Richetta, P. Koester, L. Labate, T. Levato, L. Gizzi, E. Krousky, J. Skala, R. Dubzak, J. Ullshimied, O. Renner, M. Smid, M. Rosinski, J. Badziak, T. Pisarczyk, Z. Kalinowska, and T. Chodukowski. Results in shock ignition experiments at PALS : K_α generation and hot electrons study. volume 1, pages 461–464, 2012.
- [24] S.D. Baton, M. Koenig, E. Brambrink, H.P. Schlenvoigt, C. Rousseaux, G. Debras, S. Laffite, P. Loiseau, F. Philippe, X. Ribeyre, and G. Schurtz. Expe-

- riment in planar geometry for shock ignition studies. *Physical Review Letters*, 108(19) :195002, 2012.
- [25] D. Besnard. The megajoule laser program - Ignition at hand. *European Physical Journal D*, 44(2) :207–213, 2007.
- [26] D. Besnard. Fusion with the Megajoule laser. *Journal of Physics : Conference Series*, 112(1) :012004, 2008.
- [27] J. D. Lawson. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 70(1) :6, 1957.
- [28] J. Wesson and D.J. Campbell. *Tokamaks*. International Series of Monographs on Physics. OUP Oxford, 2011.
- [29] C. Bayer and D. JURASZEK. *Fusion par Confinement Inertiel*. CEA, Septembre 2001.
- [30] G. Debras. *Étude expérimentale du séquençement des chocs pour la Fusion par Confinement Inertiel*. PhD thesis, École Polytechnique, Avril 2012.
- [31] R.L. McCrory, J.M. Soures, C.P. Verdon, F.J. Marshall, S.A. Letzring, S. Skupsky, T.J. Kessler, R.L. Kremens, J.P. Knauer, H. Kim, J. Delettrez, R.L. Keck, and D.K. Bradley. Laser-driven implosion of thermonuclear fuel to 20 to 40 g/cm³. *Nature*, 335(6187) :225–229, 1988.
- [32] V.A. Shcherbakov. Ignition of a laser-fusion target by focusing shock wave. *Soviet Journal of Plasma Physic*, 9(2), 1983.
- [33] A. Vallet. *Hydrodynamic modeling of the shock ignition scheme for inertial confinement fusion*. PhD thesis, Université de Bordeaux, Nov. 2015.
- [34] B. Canaud and M. Temporal. High-gain shock ignition of direct-drive ICF targets for the Laser MégaJoule. *New Journal of Physics*, 12 :043037, 2010.
- [35] X. Ribeyre, V.T. Tikhonchuk, J. Breil, M. Lafon, and E. Le Bel. Analytic criteria for shock ignition of fusion reactions in a central hot spot. *Physics of Plasmas*, 18(10) :102702, 2011.
- [36] M. Lafon, X. Ribeyre, and G. Schurtz. Gain curves and hydrodynamic modeling for shock ignition. *Physics of Plasmas*, 17(5) :052704, 2010.

- [37] D. Batani, S. Baton, A. Casner, S. Depierreux, M. Hohenberger, O. Klimo, M. Koenig, C. Labaune, X. Ribeyre, C. Rousseaux, G. Schurtz, W. Theobald, and V.T. Tikhonchuk. Physical issues for shock ignition. *Nuclear Fusion*, 54(5) :054009, 2014.
- [38] L. Antonelli, D. Batani, A. Patria, O. Ciricosta, C.A. Cecchetti, P. Koester, L. Labate, A. Giulietti, L.A. Gizzi, A. Moretti, M. Richetta, L. Giuffrida, L. Torrisi, M. Kozlová, J. Nejd, M. Sawicka, D. Margarone, B. Rus, G. Schurtz, X. Ribeyre, M. Lafon, C. Spindloe, and T. O'Dell. Laser-plasma coupling in the shock-ignition intensity regime. *Acta Technica CSAV (Ceskoslovensk Akademie Ved)*, 56(TOPICAL ISSUE) :T57–T69, 2011.
- [39] JM Di-Nicola, N Fleurot, T Lonjaret, X Julien, E Bordenave, B Le Garrec, M Mangeant, G Behar, T Chies, C Féral, et al. The LIL facility quadruplet commissioning. In *Journal de Physique IV (Proceedings)*, volume 133, pages 595–600. EDP sciences, 2006.
- [40] S Depierreux, C Labaune, DT Michel, C Stenz, P Nicolai, M Grech, G Riazuelo, S Weber, C Riconda, VT Tikhonchuk, et al. Laser smoothing and imprint reduction with a foam layer in the multikilojoule regime. *Physical review letters*, 102(19) :195005, 2009.
- [41] W. Theobald, R. Nora, M. Lafon, A. Casner, X. Ribeyre, K.S. Anderson, R. Betti, J.A. Delettrez, J.A. Frenje, V.Y. Glebov, O.V. Gotchev, M. Hohenberger, S.X. Hu, F.J. Marshall, D.D. Meyerhofer, T.C. Sangster, G. Schurtz, W. Seka, V.A. Smalyuk, C. Stoeckl, and B. Yaakobi. Spherical shock-ignition experiments with the 40 20-beam configuration on OMEGA. *Physics of Plasmas*, 19(10) :102706, 2012.
- [42] O. Klimo, S. Weber, V. T. Tikhonchuk, and J. Limpouch. Particle-in-cell simulations of laser-plasma interaction for the shock ignition scenario. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 52(5) :055013, 2010.
- [43] L. Antonelli, P. Forestier-Colleoni, G. Folpini, R. Bouillaud, A. Faenov, L. Fedeli, C. Fourment, L. Giuffrida, S. Hulin, and S. Pikuz. Measurement of reflecti-

- vity of spherically bent crystals using K_α signal from hot electrons produced by laser-matter interaction. *Review of Scientific Instruments*, 86(7) :073507, 2015.
- [44] M. Deutsch, G. Hölzer, J. Härtwig, J. Wolf, M. Fritsch, and E. Förster. $K\alpha$ and $K\beta$ X-ray emission spectra of copper. *Phys. Rev. A*, 51 :283–296, Jan 1995.
- [45] M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker, and J. Chang. Stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions, 1998.
- [46] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracsek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell’Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O’Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starikov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschiesche. GEANT4—A simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003.

- [47] Francesc S. The PENELOPE code system. Specific features and recent improvements. *Annals of Nuclear Energy*, 82 :98 – 109, 2015. Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013, {SNA} + {MC} 2013. Pluri- and Trans-disciplinarity, Towards New Modeling and Numerical Simulation Paradigms.
- [48] J. Sempau, J.M. Fernández-Varea, E. Acosta, and F. Salvat. Experimental benchmarks of the monte carlo code penelope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 207(2) :107 – 123, 2003.
- [49] D. Roet, C. Ceballos, and P. Van Espen. Comparison between {MCNP} and {PENELOPE} for the simulation of X-ray spectra in electron microscopy in the keV range. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 251(2) :317 – 325, 2006.
- [50] S. Brygoo. *Chocs laser sur l'hélium, l'hydrogène et le diamant : une étude expérimentale de la "Warm Dense Matter"*. PhD thesis, École Polytechnique, Juin 2006.
- [51] J. E. Miller, T. R. Boehly, A. Melchior, D. D. Meyerhofer, P. M. Celliers, J. H. Eggert, D. G. Hicks, C. M. Sorce, J. A. Oertel, and P. M. Emmel. Streaked optical pyrometer system for laser-driven shock-wave experiments on OMEGA. *Review of Scientific Instruments*, 78(3) :034903, 2007.
- [52] D. G. Hicks, T. R. Boehly, J. H. Eggert, J. E. Miller, P. M. Celliers, and G. W. Collins. Dissociation of liquid silica at high pressures and temperatures. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :025502, Jul 2006.
- [53] M. Millot, N. Dubrovinskaia, A. Černok, S. Blaha, L. Dubrovinsky, D.G. Braun, P.M. Celliers, G.W. Collins, J.H. Eggert, and R. Jeanloz. Shock compression of stishovite and melting of silica at planetary interior conditions. *Science*, 347(6220) :418–420, 2015.
- [54] D. G. Hicks, T. R. Boehly, P. M. Celliers, J. H. Eggert, E. Vianello, D. D. Meyerhofer, and G. W. Collins. Shock compression of quartz in the high-pressure fluid regime. *Physics of Plasmas*, 12(8) :082702, 2005.

- [55] M. D. Knudson and M. P. Desjarlais. Shock compression of quartz to 1.6 TPa : Redefining a pressure standard. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :225501, Nov 2009.
- [56] R.F. Trunin, G.V. Simakov, M.A. Podurets, B.N. Moiseyev, and L.V. Popov. Dynamic compressibility of quartz and quartzite at high pressure. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli*, (1) :13–20, 1971.
- [57] Ryurik F. Trunin. Shock compressibility of condensed materials in strong shock waves generated by underground nuclear explosions. *Physics-Uspkhi*, 37(11) :1123, 1994.
- [58] Gregory A. Lyzenga, Thomas J. Ahrens, and Arthur C. Mitchell. Shock temperatures of SiO_2 and their geophysical implications. *Journal of Geophysical Research B*, 88(B3) :2431–2444, 1983.
- [59] Stanley P. Marsh. *LASL shock Hugoniot data*, volume 5. Univ of California Press, 1980.
- [60] Gregory A. Lyzenga and Thomas J. Ahrens. Shock temperature measurements in Mg_2SiO_4 and SiO_2 at high pressures. *Geophysical Research Letters*, 7(2) :141–144, 1980.
- [61] R.F. Trunin, L.F. Gudarenko, M.V. Zhernokletov, and G.V. Simakov. Experimental data on shock compression and adiabatic expansion of condensed matter. *RFNC-VNIIEF, Sarov*, vol. 446, 2001.
- [62] G.I. Kerley. Kerley publishing services report no, 1999.
- [63] L.B. Da Silva, P. Celliers, G.W. Collins, K.S. Budil, N.C. Holmes, T.W. Barbee Jr., B.A. Hammel, J.D. Kilkenny, R.J. Wallace, M. Ross, et al. Absolute equation of state measurements on shocked liquid deuterium up to 200 GPa (2 Mbar). *Physical Review Letters*, 78(3) :483–486, Jan 1997.
- [64] B.A. Hammel, D. Griswold, O.L. Landen, T.S. Perry, B.A. Remington, P.L. Miller, T.A. Peyser, and J.D. Kilkenny. X-ray radiographic measurements of radiation-driven shock and interface motion in solid density material. *Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993)*, 5(7) :2259–2264, 1993.

- [65] A Ravasio. *Novel diagnostics for Warm Dense Matter : Application to shock compressed target*. PhD thesis, École Polytechnique, Avril. 2007.
- [66] B.H. Ripin, F.C. Young, J.A. Stamper, C.M. Armstrong, R. Decoste, E.A. McLean, and S.E. Bodner. Enhanced backscatter with a structured laser pulse. *Physical Review Letters*, 39(10) :611, 1977.
- [67] D.W. Phillion, W.L. Kruer, and V.C. Rupert. Brillouin scatter in laser-produced plasmas. *Physical Review Letters*, 39(24) :1529, 1977.
- [68] A. Ng, L. Pitt, D. Salzmann, and A.A. Offenberger. Saturation of stimulated Brillouin backscatter in CO₂-laser-plasma interaction. *Physical Review Letters*, 42(5) :307, 1979.
- [69] F.J. Mayer, Gar E. Busch, C.M. Kinzer, and K.G. Estabrook. Measurements of short-pulse backscatter from a gas target. *Physical Review Letters*, 44(23) :1498, 1980.
- [70] T. Afshar-Rad, L.A. Gizzi, M. Desselberger, F. Khattak, O. Willi, and A. Giulietti. Evidence for whole-beam self-focusing of induced spatially incoherent laser light in large underdense plasma. *Physical review letters*, 68(7) :942, 1992.
- [71] R.G. Watt, R.D. Brooks, and Z.A. Pietrzyk. Observation of stimulated Raman backscatter from a performed, underdense plasma. *Physical Review Letters*, 41(3) :170, 1978.
- [72] J. Elazar, W.T. Toner, and E.R. Wooding. Backscattered radiation at $n_0/2$ from neodymium laser plasma interactions. *Plasma Physics*, 23(9) :813, 1981.
- [73] C. Joshi, T. Tajima, J.M. Dawson, H.A. Baldis, and N.A. Ebrahim. Forward Raman instability and electron acceleration. *Physical Review Letters*, 47(18) :1285, 1981.
- [74] K. Tanaka, L.M. Goldman, W. Seka, M.C. Richardson, J.M. Soures, and E.A. Williams. Stimulated Raman scattering from UV-laser-produced plasmas. *Physical Review Letters*, 48(17) :1179, 1982.

- [75] D.W. Phillion, D.L. Banner, E.M. Campbell, R.E. Turner, and K.G. Estabrook. Stimulated Raman scattering in large plasmas. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 25(8) :1434–1443, 1982.
- [76] W. Seka, E.A. Williams, R.S. Craxton, L.M. Goldman, R.W. Short, and K. Tanaka. Convective stimulated Raman scattering instability in UV laser plasmas. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 27(8) :2181–2186, 1984.
- [77] H.A. Baldis and C.J. Walsh. Growth and saturation of the two-plasmon decay instability. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 26(5) :1364–1375, 1983.
- [78] R. Yan, C. Ren, J. Li, A.V. Maximov, W.B. Mori, Z-M. Sheng, and F.S. Tsung. Generating energetic electrons through staged acceleration in the two-plasmon decay instability in inertial confinement fusion. *Physical review letters*, 108(17) :175002, 2012.
- [79] J.F. Myatt, J. Zhang, J.A. Delettrez, A.V. Maximov, R.W. Short, W. Seka, D.H. Edgell, D.F. DuBois, D.A. Russell, and H.X. Vu. The dynamics of hot-electron heating in direct-drive-implosion experiments caused by two-plasmon-decay instability. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 19(2) :022707, 2012.
- [80] H.X. Vu, D.F. DuBois, J.F. Myatt, and D.A. Russell. Hot-electron production and suprathermal heat flux scaling with laser intensity from the two-plasmon decay instability. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 19(10) :102703, 2012.
- [81] E. Fabre, F. Amiranoff, R. Fabbro, C. Garban-Labaune, J. Virmont, M. Weinfeld, F. David, and R. Pellat. Effect of laser wavelength on interaction studies for inertial fusion. In *Plasma physics and controlled nuclear fusion research 1980*. 1981.
- [82] W.L. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Westview Press, University of California, Los Angeles, 2003.
- [83] J. F. Drake and Y. C. Lee. Temporally growing Raman backscattering instabilities in an inhomogeneous plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 31 :1197–1200, Nov 1973.
- [84] Y. C. Lee and P. K. Kaw. Temporal electrostatic instabilities in inhomogeneous plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 32 :135–138, Jan 1974.

- [85] C.S. Liu and P.K. Kaw. *Parametric instabilities in homogeneous unmagnetized plasmas*, pages 83–119. Simon, A. and Thompson, W.B., 1976.
- [86] K. Tanaka, B. Boswell, R.S. Craxton, L.M. Goldman, F. Guglielmi, W. Seka, R.W. Short, and J.M. Soures. Brillouin scattering, two-plasmon decay, and self-focusing in underdense ultraviolet laser-produced plasmas. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 28(9) :2910–2914, 1985.
- [87] A. Simon, R.W. Short, E.A. Williams, and T. Dewandre. On the inhomogeneous two-plasmon instability. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 26(10) :3107–3118, 1983.
- [88] A. Colaitis. *Multiscale Description of the Laser-Plasma Interaction, Application to the Physics of Shock Ignition in Inertial Confinement Fusion*. PhD thesis, Université de Bordeaux, Oct. 2015.
- [89] K. Jungwirth, A. Cejnarova, L. Juha, B. Kralikova, J. Krasa, E. Krousky, P. Krupickova, L. Laska, K. Masek, T. Mocek, M. Pfeifer, A. Präg, O. Renner, K. Rohlena, B. Rus, J. Skala, P. Straka, and J. Ullschmied. The Prague Asterix Laser System. *Physics of Plasmas*, 8(5) :2495–2501, 2001.
- [90] T. Pisarczyk, S.Yu. Gus’kov, O. Renner, N.N. Demchenko, Z. Kalinowska, T. Chodukowski, M. Rosinski, P. Parys, M. Smid, J. Dostal, J. Badziak, D. Batani, L. Volpe, E. Krousky, R. Dudzak, J. Ullschmied, H. Turcicova, J. Hrebicek, T. Medrik, M. Pfeifer, J. Skala, A. Zaras-Szydlowska, L. Antonelli, Y. Maheut, S. Borodziuk, A. Kasperczuk, and P. Pisarczyk. Pre-plasma effect on laser beam energy transfer to a dense target under conditions relevant to shock ignition. *Laser and Particle Beams*, 33(2) :221–236, 2015.
- [91] J. Badziak, T. Chodukowski, Z. Kalinowska, P. Parys, T. Pisarczyk, P. Raczka, M. Rosinski, L. Ryc, J. Woowski, A. Zaras, L.A. Gizzi, F. Baffigi, G. Cristoforetti, P. Koester, L. Labate, L. Antonelli, M. Richetta, D. Batani, G. Folpini, G. Malka, Y. Maheut, E. Krousky, M. Pfeifer, O. Renner, M. Smid, J. Skala, J. Ullschmied, M. Kucharik, R. Liska, Y.J. Rhee, F. Consoli, R. De Angelis, and C. Spindloe. The influence of preformed plasma on a laser-driven shock

- produced in a planar target at the conditions relevant to shock ignition. In *40th EPS Conference on Plasma Physics, EPS 2013*, volume 2, pages 842–845, 2013.
- [92] J. Badziak, L. Antonelli, F. Baffigi, D. Batani, T. Chodukowski, G. Cristoforetti, R. Dudzak, L.A. Gizzi, G. Folpini, F. Hall, Z. Kalinowska, P. Koester, E. Krousky, M. Kucharik, L. Labate, R. Liska, G. Malka, Y. Maheut, P. Parys, M. Pfeifer, T. Pisarczyk, O. Renner, M. Rosinski, L. Ryc, J. Skala, M. Smid, C. Spindloe, J. Ullschmied, and A. Zaras-Szydlowska. Studies of ablated plasma and shocks produced in a planar target by a sub-nanosecond laser pulse of intensity relevant to shock ignition. *Laser and Particle Beams*, 33 :561–575, 2015.
- [93] M. Šmíd, O. Renner, F.B. Rosmej, and D. Khaghani. Investigation of X-ray emission induced by hot electrons in dense Cu plasmas. volume T161, page 014020, 2014.
- [94] J.J. MacFarlane, I.E. Golovkin, P. Wang, P.R. Woodruff, and N.A. Pereyra. SPECT3D—A multi-dimensional collisional-radiative code for generating diagnostic signatures based on hydrodynamics and PIC simulation output. *High energy density physics*, 3(1) :181–190, 2007.
- [95] D. Batani, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffigi, T. Chodukowski, F. Consoli, G. Cristoforetti, R. De Angelis, R. Dudzak, G. Folpini, L. Giuffrida, L.A. Gizzi, Z. Kalinowska, P. Koester, E. Krousky, M. Krus, L. Labate, T. Levato, Y. Maheut, G. Malka, D. Margarone, A. Marocchino, J. Nejd, Ph. Nicolai, T. O’Dell, T. Pisarczyk, O. Renner, Y.J. Rhee, X. Ribeyre, M. Richetta, M. Rosinski, M. Sawicka, A. Schiavi, J. Skala, M. Smid, Ch. Spindloe, J. Ullschmied, A. Velyhan, and T. Vinci. Generation of high pressure shocks relevant to the shock-ignition intensity regime. *Physics of Plasmas*, 21(3) :032710, 2014.
- [96] P. Koester, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffigi, D. Batani, C.A. Cecchetti, T. Chodukowski, F. Consoli, G. Cristoforetti, R.D. Angelis, G. Folpini, L.A. Gizzi, Z. Kalinowska, E. Krousky, M. Kucharik, L. Labate, T. Levato, R. Liska, G. Malka, Y. Maheut, A. Marocchino, P. Nicolai, T. O’Dell, P. Parys, T. Pisarczyk, P. Raczk, O. Renner, Y.J. Rhee, X. Ribeyre, M. Richetta, M. Rosinski, L. Ryc, J. Skala, A. Schiavi, G. Schurtz, M. Smid, C. Spindloe,

- J. Ullschmied, J. Wolowski, and A. Zaras. Recent results from experimental studies on laser-plasma coupling in a shock ignition relevant regime. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 55(12) :124045, 2013.
- [97] Y. Maheut, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffigi, D. Batani, C. Cecchetti, T. Chodukowski, F. Consoli, G. Cristoforetti, R. De Angelis, G. Folpini, L.A. Gizzi, Z. Kalinowska, M. Kucharik, P. Köster, E. Krousky, L. Labate, T. Levato, R. Liska, G. Malka, A. Marocchino, P. Nicolai, T. O'Dell, P. Parys, T. Pisarczyk, P. Raczka, O. Renner, Y.J. Rhee, X. Ribeyre, M. Richetta, M. Rosinski, L. Ryc, J. Skala, A. Schiavi, G. Schurtz, M. Smid, C. Spindloe, J. Ullschmied, J. Wolowski, and A. Zaras. Experiment on laser interaction with a planar target for conditions relevant to shock ignition. volume T161, page 014017, 2014.
- [98] L. Bergé, D. Pesme, R. Dautray, and J.P. Watteau. La fusion thermonucléaire inertielle par laser. *Vol. 1Eyrolles/CEA, Paris*, pages 685–726, 1993.
- [99] Y. Maheut, D. Batani, P. Nicolai, L. Antonelli, and E. Krousky. Studies on laser-plasma interaction physics for shock ignition. *Radiation Effects and Defects in Solids*, 170(4) :325–336, 2015.
- [100] Ph. Nicolai, J.-L. Feugeas, T. Nguyen-bui, V. Tikhonchuk, L. Antonelli, D. Batani, and Y. Maheut. Effect of nonthermal electrons on the shock formation in a laser driven plasma. *Physics of Plasmas*, 22(4) :042705, 2015.
- [101] S.J. Gitomer, R.D. Jones, F. Begay, A.W. Ehler, J.F. Kephart, and R. Kristal. Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 29(8) :2679–2688, 1986.
- [102] S.C. Wilks, A.B. Langdon, T.E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M.H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R.A. Snavely. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 8(2) :542–549, 2001.
- [103] G. Zimmerman, D. Kershaw, D. Bailey, and J. Harte. LASNEX code for inertial confinement fusion (a). *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 68 :549, 1978.

- [104] J.A. Harte, W.E. Alley, D.S. Bailey, J.L. Eddleman, and G.B. Zimmerman. LASNEX—A 2D physics code for modeling ICF. *Foreword iii WARP3d, a Three-Dimensional PIC Code for High-Current 129 Ion-Beam Propagation Developed for Heavy-Ion Fusion*, 1996.
- [105] S. Atzeni, A. Schiavi, F. Califano, F. Cattani, F. Cornolti, D. Del Sarto, T.V. Liseykina, A. MacChi, and F. Pegoraro. Fluid and kinetic simulation of inertial confinement fusion plasmas. *Computer Physics Communications*, 169(1-3) :153–159, 2005.
- [106] J. Breil, S. Galera, and P.-H. Maire. Multi-material ALE computation in inertial confinement fusion code CHIC. *Computers and Fluids*, 46(1) :161–167, 2011.
- [107] P. Mulser and D. Bauer. *High power laser-matter interaction*, volume 238. Springer Science & Business Media, 2010.
- [108] K.S. Anderson, R. Betti, P.W. McKenty, T.J.B. Collins, M. Hohenberger, W. Theobald, R.S. Craxton, J.A. Delettrez, M. Lafon, and J.A. Marozas. A polar-drive shock-ignition design for the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 20(5) :056312, 2013.
- [109] A. Giulietti, A. Macchi, E. Schifano, V. Biancalana, C. Danson, D. Giulietti, L.A. Gizzi, and O. Willi. Stimulated Brillouin backscattering from underdense expanding plasmas in a regime of strong filamentation. *Physical Review E*, 59(1) :1038, 1999.
- [110] A.R. Bell and M. Tzoufras. Electron transport and shock ignition. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 53(4) :045010, 2011.
- [111] S. Gus'kov, X. Ribeyre, M. Touati, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, and V. Tikhonchuk. Ablation pressure driven by an energetic electron beam in a dense plasma. *Physical review letters*, 109(25) :255004, 2012.
- [112] A. Colaitis, G. Duchateau, P. Nicolai, and V. Tikhonchuk. Towards modeling of nonlinear laser-plasma interactions with hydrocodes : The thick-ray approach. *Phys. Rev. E*, 89 :033101, Mar 2014.
- [113] V. M. Babich and V. F. Lazutkin. Eigenfunctions, concentrated near closed geodesic. *Topics in Mathematical Physics*, 2 :9–18, 1968.

- [114] C. K. Li and R. D. Petrasso. Stopping of directed energetic electrons in high-temperature hydrogenic plasmas. *Phys. Rev. E*, 70 :067401, Dec 2004.
- [115] A. Colaïtis, G. Duchateau, X. Ribeyre, Y. Maheut, G. Boutoux, L. Antonelli, Ph. Nicolai, D. Batani, and V. Tikhonchuk. Coupled hydrodynamic model for laser-plasma interaction and hot electron generation. *Phys. Rev. E*, 92 :041101, Oct 2015.
- [116] David A. Liberman. Self-consistent field model for condensed matter. *Phys. Rev. B*, 20 :4981–4989, Dec 1979.
- [117] R. Nora and R. Betti. One-dimensional planar hydrodynamic theory of shock ignition. *Physics of Plasmas*, 18(8) :082710, 2011.
- [118] M. Lafon. *Etude du schéma d’allumage par choc en Fusion par Confinement Inertiel*. PhD thesis, Université de Bordeaux, Déc. 2011.
- [119] M. Lafon, X. Ribeyre, and G. Schurtz. Optimal conditions for shock ignition of scaled cryogenic deuterium–tritium targets. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 20(2) :022708, 2013.
- [120] G. Schurtz, X. Ribeyre, and M. Lafon. Target design for shock ignition. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 244, page 022013. IOP Publishing, 2010.
- [121] X. Ribeyre, G. Schurtz, M. Lafon, and S. Weber. Bipolar shock ignition : An option for the HiPER project.
- [122] M. Hohenberger, W. Theobald, S. X. Hu, K. S. Anderson, R. Betti, T. R. Boehly, A. Casner, D. E. Fratanduono, M. Lafon, D. D. Meyerhofer, R. Nora, X. Ribeyre, T. C. Sangster, G. Schurtz, W. Seka, C. Stoeckl, and B. Yaakobi. Shock-ignition relevant experiments with planar targets on OMEGA. *Physics of Plasmas*, 21(2) :022702, 2014.
- [123] S. Laffite, S.D. Baton, P. Combis, J. Clerouin, M. Koenig, V. Recoules, C. Rousseaux, and L. Videau. Velocity interferometer blanking due to preheating in a double pulse planar experiment. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 21(8) :082705, 2014.

- [124] W. Theobald, J.E. Miller, T.R. Boehly, E. Vianello, D.D. Meyerhofer, T.C. Sangster, J. Eggert, and P.M. Celliers. X-ray preheating of window materials in direct-drive shock-wave timing experiments. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 13(12) :122702, 2006.
- [125] D. Batani, H. Stabile, A. Ravasio, G. Lucchini, F. Strati, T. Desai, J. Ullschmied, E. Krousky, J. Skala, and L. Juha. Ablation pressure scaling at short laser wavelength. *Physical Review E*, 68(6) :067403, 2003.
- [126] P. Mora. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 25(6) :1051–1056, 1982.
- [127] R.S. Craxton and R.L. Mc Crory. A simple rezoning technique for use with the flux-corrected transport algorithm. *Journal of Computational Physics*, 33(3) :432–440, 1979.

Publications et communications

Publications

A. Colaïtis, G. Duchateau, X. Ribeyre, Y. Maheut, G. Boutoux, L. Antonelli, Ph. Nicolaï, D. Batani, and V. Tikhonchuk. Coupled hydrodynamic model for laser-plasma interaction and hot electron generation. *Phys. Rev. E*, 92 :041101, Oct 2015.

Ph. Nicolaï, J.-L. Feugeas, T. Nguyen-bui, V. Tikhonchuk, L. Antonelli, D. Batani, and Y. Maheut. Effect of nonthermal electrons on the shock formation in a laser driven plasma. *Physics of Plasmas*, **22**, 042705 (2015).

Y. Maheut, D. Batani, P. Nicolaï, L. Antonelli, and E. Krousky. Studies on laser-plasma interaction physics for shock ignition. *Radiation Effects and Defects in Solids*. Volume 170, Issue 4, 325-336 (2015).

Y. Maheut, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffigi, D. Batani, C. Cecchetti, T. Chodukowski, F. Consoli, G. Cristoforetti, R. De Angelis, G. Folpini, L.A. Gizzi, Z. Kalinowska, M. Kucharik, P. Koester, E. Krousky, L. Labate, T. Levato, R. Liska, G. Malka, A. Marocchino, P. Nicolaï, T. O'Dell, P. Parys, T. Pisarczyk, P. Raczka, O. Renner, Y.J. Rhee, X. Ribeyre, M. Richetta, M. Rosinski, L. Ryc, J. Skala, A. Schiavi, G. Schurtz, M. Smid, C. Spindloe, J. Ullschmied, J. Wolowski, and A. Zaras. Experiment on laser interaction with a planar target for conditions relevant to shock ignition. *Physica Scripta*, Volume 2014, Number T161 (2014).

P. Koester, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffigi, D. Batani, C.A. Cecchetti,

T. Chodukowski, F. Consoli, G. Cristoforetti, R.D. Angelis, G. Folpini, L.A. Gizzi, Z. Kalinowska, E. Krousky, M. Kucharik, L. Labate, T. Levato, R. Liska, G. Malka, Y. Maheut, A. Marocchino, P. Nicolai, T. O'Dell, P. Parys, T. Pisarczyk, P. Raczka, O. Renner, Y.J. Rhee, X. Ribeyre, M. Richetta, M. Rosinski, L. Ryc, J. Skala, A. Schiavi, G. Schurtz, M. Smid, C. Spindloe, J. Ullschmied, J. Wolowski, and A. Zaras. Recent results from experimental studies on laser-plasma coupling in a shock ignition relevant regime. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 55(12), 2013.

D. Batani, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffigi, T. Chodukowski, F. Consoli, G. Cristoforetti, R. De Angelis, R. Dudzak, G. Folpini, L. Giuffrida, L.A. Gizzi, Z. Kalinowska, P. Koester, E. Krousky, M. Krus, L. Labate, T. Levato, Y. Maheut, G. Malka, D. Margarone, A. Marocchino, J. Nejd, Ph. Nicolai, T. O'Dell, T. Pisarczyk, O. Renner, Y.J. Rhee, X. Ribeyre, M. Richetta, M. Rosinski, M. Sawicka, A. Schiavi, J. Skala, M. Smid, Ch. Spindloe, J. Ullschmied, A. Velyhan, and T. Vinci. Generation of high pressure shocks relevant to the shock-ignition intensity regime. *Physics of Plasmas*, 21(3), 2014.

J. Badziak, L. Antonelli, F. Baffigi, D. Batani, T. Chodukowski, G. Cristoforetti, R. Dudzak, L.A. Gizzi, G. Folpini, F. Hall, Z. Kalinowska, P. Koester, E. Krousky, M. Kucharik, L. Labate, R. Liska, G. Malka, Y. Maheut, P. Parys, M. Pfeifer, T. Pisarczyk, O. Renner, M. Rosinski, L. Ryc, J. Skala, M. Smid, C. Spindloe, J. Ullschmied, and A. Zaras-Szydlowska. Studies of ablated plasma and shocks produced in a planar target by a sub-nanosecond laser pulse of intensity relevant to shock ignition. *Laser and Particle Beams*, Volume 33, Issue 03, pp 561-575 September (2015).

J. Badziak, T. Chodukowski, Z. Kalinowska, P. Parys, T. Pisarczyk, P. Raczka, M. Rosinski, L. Ryc, J. Woowski, A. Zaras, L.A. Gizzi, F. Baffigi, G. Cristoforetti, P. Koester, L. Labate, L. Antonelli, M. Richetta, D. Batani, G. Folpini, G. Malka, Y. Maheut, E. Krousky, M. Pfeifer, O. Renner, M. Smid, J. Skala, J. Ullschmied, M. Kucharik, R. Liska, Y.J. Rhee, F. Consoli, R. De Angelis, and C. Spindloe. The influence of pre-

formed plasma on a laser-driven shock produced in a planar target at the conditions relevant to shock ignition. *40th EPS Conference on Plasma Physics*, volume 2, pages 842-845(2013).

T. Pisarczyk, S.Yu. Gus'kov, O. Renner, N.N. Demchenko, Z. Kalinowska, T. Chodukowski, M. Rosinski, P. Parys, M. Smid, J. Dostal, J. Badziak, D. Batani, L. Volpe, E. Krousky, R. Dudzak, J. Ullschmied, H. Turcicova, J. Hrebicek, T. Medrik, M. Pfeifer, J. Skala, A. Zaras-Szydlowska, L. Antonelli, Y. Maheut, S. Borodziuk, A. Kasperczuk, and P. Pisarczyk. Pre-plasma effect on laser beam energy transfer to a dense target under conditions relevant to shock ignition. *Laser and Particle Beams*, 33(2) :221-236 (2015).

Communications orales

Conférence PLASMA2013, Varsovie, Pologne, 2-6 septembre 2013

Results of PALS experiment on laser-plasma interaction for planar target at conditions relevant to Shock Ignition

Y. Maheut, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffigi, D. Batani, C. Cecchetti, T.Chodukowski, F. Consoli, G. Cristoforetti, R. De Angelis, G. Folpini, L.A. Gizzi, Z. Kalinowska, M. Kucharik, P. Koester, E. Krousky, L. Labate, T. Levato, R. Liska, G. Malka, A. Marocchino, P. Nicolaï, T. O'Dell, P. Parys, T. Pisarczyk, P. Raczka, O. Renner, Y. J. Rhee, X. Ribeyre, M. Richetta, M. Rosinski, L. Ryc, J. Skala, A. Schiavi, G. Schurtz, M. Smid, C. Spindloe, J. Ullschmied, J. Wolowski, A. Zaráś.

Forum Institut Laser Plasma, Orcière, France, 2 to 7 février 2014

Résultats d'expérience au PALS sur l'interaction laser plasma sur cible plane dans les conditions de l'allumage par choc

Y. Maheut, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffigi, D. Batani, C. Cecchetti, T.Chodukowski, F. Consoli, G. Cristoforetti, R. De Angelis, G. Folpini, L.A. Gizzi, Z. Kalinowska, P. Koester, E. Krousky, L. Labate, T. Levato, R. Liska, G. Malka, A. Marocchino, P. Nicolai, T. O'Dell, P. Parys, T. Pisarczyk, P. Raczka, O. Renner, X.Ribeyre, M. Richetta, M. Rosinski, J. Skala, A. Schiavi, M. Smid, C. Spindloe, J. Ullschmied, J. Wolowski.

Conference EPS, Lisbonne, Portugal, 22 au 26 juin 2015

Experiment on the propagation of a shock wave in planar and spherical geometry with a plasma corona

Y. Maheut, S. Baton, D. Batani, X.Ribeyre, E. Le Bel, M. Koenig, C. Rousseaux.

Posters

Conférence CHILI2013, Tel-Aviv from 2 to 4 décembre 2013

Results of PALS experiment on laser-plasma interaction for planar target at conditions relevant to Shock Ignition

Y. Maheut, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffigi, D. Batani, C. Cecchetti, T.Chodukowski, F. Consoli, G. Cristoforetti, R. De Angelis, G. Folpini, L.A. Gizzi, Z. Kalinowska, M. Kucharik, P. Koester, E. Krousky, L. Labate, T. Levato, R. Liska, G. Malka, A. Marocchino, P. Nicolai, T. O'Dell, P. Parys, T. Pisarczyk, P. Raczka, O. Renner, Y. J. Rhee, X.Ribeyre, M. Richetta, M. Rosinski, L. Ryc, J. Skala, A. Schiavi, G. Schurtz, M. Smid, C. Spindloe, J. Ullschmied, J. Wolowski, A. Zaráś.

Forum Institut Laser Plasma, Orcière, France, 2 to 7 of february 2014

Expérience sur la propagation d'une onde de choc en géométrie sphérique et plane.

Y. Maheut, S.D. Baton, L. Antonelli, P. Forestier-Colleoni, M. Koenig, C. Rousseaux, X. Ribeyre, E. Le Bel, E. Brambrink, M. Richetta, D. Batani

Conférence ECLIM 1-5 septembre 2014, Paris, France

Experiment on the propagation of a shock wave in planar and spherical geometry

Y. Maheut, S. Baton, L. Antonelli, D. Batani, E. Le Bel, X. Ribeyre, E. Brambrink, M. Koenig, C. Rousseaux, P. Forestier-Colleoni, M. Richetta.

Conférence ICPP 15-19 september 2014, Lisbonne, Portugal

Experiment On The Propagation Of A Shock Wave In Planar And Spherical Geometry

Y. Maheut, S.D. Baton, L. Antonelli, P. Forestier-Colleoni, M. Koenig, C. Rousseaux, X. Ribeyre, E. Le Bel, E. Brambrink, M. Richetta, D. Batani

Conférence ICPP 15-19 september 2014, Lisbon, Portugal

Results of PALS experiment on laser plasma interaction for planar target at conditions relevant to shock ignition

Y. Maheut, L. Antonelli, F. Baffigi, D. Batani, T. Chodukowski, G. Cristoforetti, L.A. Gizzi, Z. Kalinowska, P. Koester, E. Krouskey, L. Labate, P. Nicolaï, T. Pisarczyk, O. Renner, M. Richetta, M. Rosinski, M. Smid, C. Spindloe, J. Ullschmied

Workshop ACO-CHOCOLAS 26-27 janvier 2015, Paris, France

Chocs lasers forts et diagnostics associés

Y. Maheut

Conférence MECMATPLA, 1-7 février 2015, Montgenèvre, France

Experiment on the propagation of a shock wave in planar and spherical geometry

Y. Maheut, S. Baton, L. Antonelli, D. Batani, X. Ribeyre, E. Le Bel, E. Brambrink, M. Koenig, C. Rousseaux, P. Forestier-Colleoni, M. Richetta

Workshop OLUG, 22-24 avril 2015, Rochester, United-States

Recent results on shock wave propagation in low-Z materials for shock ignition.

Y. Maheut, D. Batani, S. Baton, K. Jakubowska, M. Koenig, E. Le Bel, H. Nishimura, X. Ribeyre, C. Rousseaux, T. Sakaki, K. Shigemori.

Table des figures

1	Représentation schématique des différentes manières permettant d'obtenir la fusion par confinement inertiel	XVIII
1.1	Énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse	3
1.2	Sections efficaces de réaction de fusion en fonction de l'énergie cinétique du centre de masse des réactifs	7
1.3	Représentation du critère de lawson en fonction de la température pour différents ratios Q de puissance volumique produite par les réactions de fusion sur la puissance fournie à la cible (provenant de [3]).	9
1.4	Bilan d'énergie d'un réacteur de fusion nucléaire	12
1.5	Profil de densité et de température d'une cible éclairée par un laser et zones associées.	21
1.6	Chemin thermodynamique suivi par le DT comprimé et le point chaud dans le diagramme $(\rho; T)$ avec l'hypothèse de compressions isentropiques. (a) Modèle isobare (b) Modèle isochore pour l'allumage rapide [8, 9]	23
1.7	Schéma de principe de l'allumage rapide [8, 9]. Un premier choc est lancé (a) afin de comprimer la cible avec un plasma de couronne (b) et, un faisceau latéral est lancé (c) afin d'allumer un point chaud permettant ainsi la combustion de la cible	25
1.8	Représentation schématique de l'implosion pour l'allumage par choc (issu de [33]).	26

1.9	Mise en forme temporelle de l'impulsion laser requise pour l'allumage par choc avec une illumination uniforme sur toute la surface de la cible de rayon environ 1mm.	28
2.1	Schéma d'un miroir sphérique	40
2.2	Couches électroniques impliquées dans les transitions de couche K pour le cuivre.	41
2.3	Schéma de la configuration expérimentale d'un cristal imageur	43
2.4	L'acceptance angulaire du cristal est déterminée par son alignement. En considérant que la radiation issue de la source touche le cristal en son centre à l'angle de Bragg, la position de la source détermine les angles minimum et maximum d'incidence de la radiation sur les parties extérieures du cristal. Illustration issue de [43].	44
2.5	Exemple de signal K_α avec son profil le long d'une droite qui coupe le signal selon sa dimension la plus grande (sans distorsion), le fit gaussien associé et le nombre de photons qui en découle.	46
2.6	Courbe de calibration de la caméra à balayage de fente de la LIL donnant la température spectrale du choc en fonction du nombre de coup de la caméra et de la réflectivité du choc.	55
2.7	Mesure des points de la courbe d'Hugoniot dans le plan U_s - U_p d'après [54]. La ligne pointillée rouge donne le meilleur fit obtenu à partir des points expérimentaux. Les données issus d'expérience passée sont aussi représentées comme celles de Trunin [56, 57] issues d'expérience réalisée à l'aide d'explosifs (Ex) ou d'explosions nucléaires (Nu). D'autres données issues d'expériences réalisées à l'aide de canons à gaz (GG) proviennent de [58] et [59]. Les fits linéaires établis par [58] sont aussi présentés dans la phase solide (trait pointillé rose) et la phase liquide (trait pointillé bleu foncé) juste après la fusion.	56

2.8	Mesure des points de la courbe d'Hugoniot dans le plan U_s - U_p d'après [55]. Les cercles noirs correspondent à [60], les triangles jaunes à [61], les carrés blancs à [54]. Les cercles bleus proviennent de [55]. Les traits pleins verts correspondent à la table SESAME 7360 [62]. Le trait plein noir correspond au fit de l'Hugoniot de [54] et la courbe pointillée rouge correspond à l'Hugoniot de [55] avec une ordonnée à l'origine nulle.	57
2.9	Résultats de la mesure de l'émission propre du choc lors d'un tir sur l'installation LIL en géométrie plane avec une énergie de $E_{3\omega}=9687\text{J}$. Les traits vert, rouge et orange sont les coupes d'où l'on va extraire l'évolution temporelle de la température, la vitesse et la pression du choc.	58
2.10	Evolution temporelle du nombre de coup (a), de la température (b), de la vitesse du choc (c) et de la pression du choc (d) au niveau des coupes de la figure 2.9	59
2.11	Image typique de mesure d'émission propre d'un choc lors d'une campagne expérimentale sur le laser PALS. Pour ce tir, nous avons une cible constituée de plastique dopé au chlore puis une couche de titane et enfin une couche de cuivre (cf. figure 3.5-b). L'énergie laser du faisceau principal était $E_{\text{principale}}(3\omega)=196,2\text{J}$ et le celle du faisceau secondaire était $E_{\text{secondaire}}(\omega)=52\text{J}$ sans délai entre eux.	59
2.12	Profil du signal de l'image 2.11 avec fit gaussien du fiducial	60
2.13	Schéma optique d'un interféromètre de Mach-Zehnder	61
2.14	Schéma représentant la propagation d'un maximum d'amplitude entre la source (A) et l'écran (C). Au niveau du chemin 2, deux étalons sont placés pour prendre en compte le fait que le faisceau, dans le bras 2, fait un aller-retour dans l'étalon.	63
2.15	Chemins optiques des rayons dans l'étalon	65
2.16	Représentation schématique d'un interférogramme	67

2.17	Schéma de différents cas de surfaces réfléchissantes. (a) Le choc se propage jusqu'à la surface arrière d'une cible opaque et on mesure la vitesse d'une surface libre. (b) Le choc se propage dans un milieu transparent et le métallise à son passage, on mesure la vitesse du choc. (c) Le choc se propage dans un milieu transparent qui le reste après le passage du choc. Dans ce cas, et si l'indice de réfraction ne change pas suite à la compression, le VISAR mesure la vitesse fluide et il faut en déduire, par la suite, la vitesse du choc dans le cas où l'indice du milieu comprimé et égal à l'indice du milieu non comprimé.	68
2.18	(a) Image de référence obtenue par tir du laser de sonde avec cible mais sans laser générateur de choc (b) image d'un tir. La ligne verticale représente la trajectoire d'une frange non déviée issue d'une surface réfléchissante immobile	70
2.19	(a) Evolution de la phase de la figure 2.18a (rouge) et 2.18b (bleu). (b) Evolution de la phase corrigée issue de la soustraction des courbes de (a).	71
2.20	Images représentant les étapes de traitement des franges fantômes. (a) Image brute (b) Fit des franges fantômes de la zone correspondante sur (a) extrapolée à toute l'image. (c) = (a)-(b). Image provenant d'une expérience de compression quasi-isentropique sur le SiO ₂ sur la LIL. .	72
2.21	Exemple de configuration de radiographie par <i>point projection</i> avec source ponctuelle utilisée lors de la campagne expérimentale LULI. .	74
2.22	Exemple de deux radiographies réalisées lors de la campagne expérimentale sur l'installation LULI avec les deux principaux types de cibles. On remarque que le tir sur la cible plane, nous avons une symétrie cylindrique facile à trouver car elle correspond à l'axe de symétrie de la cible froide. Dans le cas de la cible sphérique, si le faisceau laser ne pointe pas au centre de la sphère, l'axe de symétrie sera plus difficile à déterminer ce qui complique l'exploitation.	74

2.23	Exemple de configuration de radiographie résolue en temps avec source étendue. Configuration utilisée lors de la campagne expérimentale GEKKO où l'on utilisait une fente dans la direction perpendiculaire à la fente de la caméra à balayage de fente.	75
2.24	Résultat d'une radiographie résolue en temps obtenue sur GEKKO avec une cible de 100 μ m de Beryllium avec deux <i>clusters</i> de 2,5ns chacun et d'intensités 5×10^{13} W/cm ² puis $2,25 \times 10^{13}$ W/cm ² . (a) Image brute (b) Image normalisée.	76
2.25	Vue transversale d'un objet à symétrie cylindrique. L'axe x représente la direction d'observation de l'objet	78
3.1	Coefficient d'absorption en fonction du paramètre $q = (kL)^{2/3} \sin^2 \alpha$.	86
3.2	Diagramme de dispersion de (a) l'instabilité de deux plasmons (b) la diffusion Brillouin et (c) la diffusion Raman. En traits pleins les photons, en pointillés les plasmons et en traits brisés les ondes acoustiques avec leurs relations de dispersion respectives avec v_{th} la vitesse thermique des électrons, c_s la vitesse ionique du son, ω_p la pulsation plasma, c la vitesse du son et k le nombre d'onde.[3]	88
3.3	Schéma représentant la configuration expérimentale utilisée sur PALS lors de la première expérience	92
3.4	Tache focale du faisceau principal à 3ω sans lame de phase (gauche) et avec (droite). Sans lame de phase, la tache focale est plus petite et possède plusieurs points chauds de haute intensité. Avec lame de phase, la tache focale a une allure gaussienne de 100 μ m de largeur à mi-hauteur	93
3.5	Cibles utilisées à PALS lors des campagnes de 2012 (a) et 2014 (b). Pour chaque type de cible, nous avons plusieurs configurations possibles. Ainsi, pour la cible (a), il peut y avoir 40, 25 ou 0 μ m de C ₈ H ₇ Cl et il peut y avoir la marche de 10 μ m d'aluminium ou pas. Pour la cible (b), nous pouvons avoir 3 différentes épaisseurs de C ₈ H ₇ Cl : 25, 10 et 3 μ m.	95
3.6	Configuration expérimentale du dispositif interférométrique à 3 images	96

3.7	Exemple de résultat obtenu par spectrométrie des ions du clore en face avant de la cible afin de déterminer la température du plasma de couronne par comparaisons avec des simulations théoriques réalisées à l'aide du code PrismSpect [94].	96
3.8	Exemple de spectres TPD collectés lors d'une campagne expérimentale sur PALS à 3ω avec une intensité moyenne de $5 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$. Pour les deux harmoniques, on remarque qu'il y a une séparation du signal autour de la longueur d'ode centrale avec une partie dite rouge et une partie dite bleue. Dans le cas à $\omega/2$ (b), on voit trois pic avec le pic TPD bleu (1), un pic où l'on a superposition TPD/SRS (2) et un pic TPD seul (donc rouge).	97
3.9	Exemples de spectres SRS collecté lors d'une campagne expérimentale sur PALS à 3ω avec une intensité moyenne de $5 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$. Plusieurs cas ont été superposés avec des délais différents entre le faisceau principal et le faisceau secondaire afin d'étudier l'influence de ce dernier sur la croissance des instabilités.	98
3.10	<i>Gauche</i> : Schéma représentant la configuration expérimentale des collecteurs d'ions pour les ions lents et le detecteur de SiC pour les ions rapides. <i>Droite</i> : Exemple de signaux issus des 8 collecteurs d'ions placés à différents angles par rapport à la normale et du détecteur SiC ainsi que la distribution angulaire des ions produits par un plasma généré lui même pas le faisceau secondaire avec une énergie de 51J et une faisceau principal décallé de 0,6ns avec une énergie de 186J. Q_{tot} représente la charge totale des ions.	99
3.11	<i>Gauche</i> : Spectre énergétique des ions rapides (protons) émis d'un plasma par le faisceau principal avec le faisceau secondaires pour des délais de 0,6 et 1,2ns. <i>Droite</i> : Énergie moyenne des ions rapides mesurés par les détecteurs SiC en fonction du délai entre le faisceau secondaire ($E_{\text{secondaire}}=50\text{J}$ et le faisceau principal (pour $\Delta t=0$, $E_{\text{secondaire}}=0\text{J}$).	99

3.12	Diagramme des isodensités électroniques et des profils spatiaux lors d'un tir sur 25 μ m de parylène-C suivi de 1mm Cu avec le faisceau secondaire seulement ($E_{\text{secondaire}}=57\text{J}$) pour des temps de 1,2ns et 2,2ns[90].	102
3.13	Diagramme des isodensités électroniques et des profils spatiaux lors d'un tir sur 25 μ m de parylène-C suivi de 1mm Cu avec un délai entre le faisceau secondaire ($E_{\text{secondaire}}=50\text{J}$) et le faisceau principal à 3ω ($E_{\text{principal}}=50\text{J}$) de 0,6ns pour des temps de 0,6ns et 1,6ns après l'arrivée du faisceau principal [90].	103
3.14	Évolution de l'épaisseur du plasma de couronne en fonction du temps d'expansion au niveau d'une densité électronique de 10^{19}cm^{-3} .	104
3.15	Pourcentage d'énergie rétrodiffusée en fonction du délai entre le faisceau auxiliaire et principal	105
3.16	Pourcentage d'énergie rétrodiffusée par SRS en fonction du délai entre le faisceau auxiliaire et principal	106
3.17	Schéma expérimental utilisé pour la mesure des instabilités paramétriques	107
3.18	Montage expérimentale de la sphère intégratrice	108
3.19	Évolution du nombre de photons K_{α} et de la largeur à mi-hauteur du signal K_{α} en fonction de l'énergie laser incidente pour un faisceau principal à 3ω .	109
3.20	Évolution du nombre de photons K_{α} en fonction de l'épaisseur de plastique lors de la première campagne expérimentale sur PALS à 3ω .	109
3.21	Evolution du nombre de photons K_{α} en fonction de l'épaisseur de plastique pour 200J à 3ω .	110
3.22	Comparaison entre les données expérimentale et les données issues des simulations réalisées à l'aide du code Monte-Carlo GEANT4.	111
3.23	Comparaison entre les données issues des simulations GEANT4 avec les résultats expérimentaux à 3ω . (Dans un soucis de clareté, les barres d'erreur ne sont pas représentées mais sont bien prises en compte dans le résultat final)	112

3.24	Image typique de mesure d'émission propre d'un choc lors d'une campagne expérimentale sur le laser PALS. Pour ce tir, nous avons une cible constituée de plastique dopé au chlore puis une couche de titane et enfin une couche de cuivre (cf. figure 3.5-b). L'énergie laser du faisceau principal était $E_{\text{principale}}(3\omega)=196,2\text{J}$ et le celle du faisceau secondaire était $E_{\text{secondaire}}(\omega)=52\text{J}$ sans délai entre eux.	114
3.25	Représentation schématique de la mesure du temps de demi-montée des signaux SOP lors de la campagne expérimentale PALS.	115
3.26	Profil du signal de l'image 3.24 avec fit gaussien du fiducial	116
3.27	Représentation schématique des différents temps à considérer lors de la mesure du temps de débouché de choc sur le laser PALS.	116
3.28	Graphique représentant l'évolution du temps de débouché de choc en fonction du délai entre le faisceau principal et le faisceau secondaire lors de la première expérience réalisée au laser PALS à 3ω . Les tirs sont tous réalisés avec la même énergie ce qui donne une intensité de $3\times 10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ avec lame de phase et $9\times 10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ sans.	118
3.29	Représentation graphique de l'influence de l'intensité du faisceau principal PALS à 3ω sur le temps de débouché du choc en face arrière provenant des données expérimentales, des simulations hydrodynamique et de la loi d'échelle stationnaire.	119
3.30	Carte des pressions (partie haute en erg/cm^3) et des densités (partie basse en g/cm^3) au niveau du maximum de l'impulsion laser ($t=250\text{ps}$) obtenue à partir d'une simulation CHIC [106] réalisée sur une cible constituée de $25\mu\text{m}$ de parylène-C, $5\mu\text{m}$ de cuivre et $25\mu\text{m}$ d'aluminium avec un faisceau à 3ω ($\lambda=0,438\text{nm}$), une énergie de 200J et une tache focale gaussienne de $100\mu\text{m}$ de largeur à mi-hauteur.	120

3.31	Trajectoires de la surface arrière et du choc pour le tir PALS avec un énergie du pulse principale de 193.6J avec électrons chauds (PCGO+THETIS) et sans (PCGO) fournie par A. Colaïtis [88] et obtenu à l'aide du code CHIC pour une même cible. Le temps de débouché de choc représente l'intersection du choc (trait plein) et de la surface arrière (pointillé). Expérimentalement, nous avons trouvé 800ps. $t=0$ correspond au début de l'impulsion principale. Le choc indiqué pour $t<0$ est celui lié à la pré-impulsion.	123
3.32	Flux instantannée d'électrons chauds calculé par le module THETIS provenant de l'absorption résonnante (RA), du Raman (SRS) et du TPD. En ligne continue le flux emis et en ligne pointillée le flux absorbé.	124
3.33	Température instantannée des électrons chauds produits par l'absorption résonnante (RA), le Raman (SRS) et le TPD. La température est calculée comme étant une moyenne sur la dimension de la source pondéré par leur flux respectifs.	124
4.1	Processus de formation d'un choc. Considérons alors un gaz parfait dans lequel se propage une onde à un instant $t = 0$. Prenons deux points A et B avec des densités différentes. Nous avons alors $\rho_A > \rho_B$. Or, d'après l'équation 4.10, $v_A > v_B$. Donc, pour $t > 0$, l'onde se déforme puisque le point A va parcourir une distance plus grande que le point B. Au bout d'un certain temps, dans la logique des choses, le point A devrait rattraper le point B. On obtiendrait alors deux points de densités différentes à la même position ce qui est physiquement impossible. À la place, les points de même densité vont s'accumuler en avant de l'onde, le profil va ainsi se raidir jusqu'à l'obtention d'une discontinuité qu'on appellera onde de choc par la suite.	132
4.2	Propagation d'un choc généré par un piston dans un gaz (ici parfait)	133
4.3	Polaire de choc avec état initial O de pression P_0 . Si on considère l'état final représenté par le point M, la droite (OM) possède une pente qui représente l'impédance du choc.	135

4.4	Profil de pression des chocs avant et après le passage d'une interface .	136
4.5	Représentation du processus de la figure 4.4 dans le cas $Z_A < Z_B$. . .	137
4.6	Représentation du processus de la figure 4.4 dans le cas $Z_A > Z_B$. . .	138
4.7	Profil de pression des chocs avant et après la collision de chocs.	139
4.8	Pressions obtenues après une collision de chocs avec $\gamma=5/3$. Dans ce schéma, $z_{A,B,C}=P_{A,B,C}/P_0$ avec P_0 la pression du matériau avant le passage du choc. Illustration provenant de [33].	140
4.9	Amplification de choc due à la collision de deux chocs avec $\gamma=5/3$. Dans ce schéma, $z_{A,B,C}=P_{A,B,C}/P_0$. Illustration provenant de [33]. . .	140
4.10	Évolution de l'amplification de la pression lors d'une collision de choc en fonction du rapport des pressions des chocs incidents (P_g et P_d) pour différents états de pression initiaux ($P(0)$ est exprimé en fraction de P_g) du matériau où se déroule la collision.[118]	141
4.11	Cartes des pressions dans le cas d'un tir sur une demi-sphère obtenues à l'aide de simulations 2D réalisées avec le code CHIC avec une intensité de $10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ et une tache focale gaussienne de $400\mu\text{m}$ de diamètre à $1/e$ aux temps A :2ns, B :3,5ns et C :4,75ns. Les distances sont en centimètres et le maximum de pression vaut 23Mbar. On voit bien que dans ce cas, le choc devient plan et c'est cela que l'on veut voir expérimentalement.	143
4.12	Schéma de la configuration en allumage bi-polaire	144
4.13	Schéma de la configuration expérimentale lors de l'expérience au LULI	145
4.14	Schéma représentant les trois différentes cibles utilisées au LULI . . .	146
4.15	Géométries expérimentales lors de la campagne expérimentale sur la LIL. (a) Plan : une tache focale gaussienne lance un choc dans une cible plane. (b) Sphérique : une tache focale gaussienne lance un choc sur une sphère	148
4.16	Profils temporels laser réels obtenus sur la LIL	148

4.17	(a) Température électronique (b) n_e/n_c en fonction du rayon juste avant le lancement du choc fort dans les conditions LMJ.(c) Position du front d'ablation, de la densité critique en fonction du temps dans les conditions laser de la LIL.	150
4.18	Cibles utilisées sur la LIL	151
4.19	Configuration expérimentale de principe	153
4.20	Schéma représentant la dynamique de la collision d'un choc fort réfléchi sur une couche de densité élevée avec un choc plus faible et de la coalescence de deux chocs servant de base pour le dimensionnement de la campagne expérimentale sur GEKKO XII.	153
4.21	Délais des différents faisceaux du laser GEKKO XII. Les temps sont donnés par rapport à un repère temporel fixé ($t=0$) et sont exprimés en picosecondes. En bleu, les faisceaux pouvant être convertis à 3ω et en vert ceux ne pouvant être convertis qu'à 2ω	154
4.22	Configuration expérimentale pour la campagne expérimentale Shock Ignition sur GEKKO XII	155
4.23	Cibles proposées et/ou utilisées lors de l'expérience de collision de choc sur GEKKO XII	156
4.24	Schéma représentant les conditions de simulations des deux configurations laser choisies <i>i.e.</i> constituée d'un premier cluster de 5 faisceaux suivi d'un second formé de 2 (en haut) ou de 4 faisceaux. Pour chaque configuration, le délai entre les deux clusters ne peut varier qu'à l'intérieur d'un intervalle de temps donné.	157
4.25	Profils de vitesse fluide issus d'une simulation 1D réalisée à l'aide du code hydrodynamique CHIC sur une cible de $100\mu\text{m}$ de CH_2 suivi de $25\mu\text{m}$ de cuivre et $250\mu\text{m}$ de SiO_2 au temps $17,9\text{ns}$	159
4.26	Profils de densité issus à 4 différents temps (2ns , $3,5\text{ns}$, 4ns et $5,5\text{ns}$) d'une simulation 1D réalisée à l'aide du code hydrodynamique CHIC sur une cible de $100\mu\text{m}$ de CH_2 suivi de $25\mu\text{m}$ de cuivre et $250\mu\text{m}$ de SiO_2	160

4.27	Profils de densité issus à 4 différents temps (5,8ns, 6ns, 16,5ns et 19,8ns) d'une simulation 1D réalisée à l'aide du code hydrodynamique CHIC sur une cible de 100 μ m de CH ₂ suivi de 25 μ m de cuivre et 250 μ m de SiO ₂	161
4.28	Post-traitement de la simulation hydrodynamique CHIC dans la configuration expérimentale choisie reproduisant le diagnostic de radiographie résolue en temps.	162
4.29	Carte des pressions (partie haute) et des densités (partie basse) au niveau du maximum de l'impulsion laser (t=250ps) obtenue à partir d'une simulation CHIC réalisée sur une cible constituée de 25 μ m de parylène-C, 5 μ m de cuivre et 25 μ m d'aluminium avec un faisceau à 3 ω ($\lambda=0,438$ nm), une énergie de 200J et une tache focale gaussienne de 100 μ m de largeur à mi-hauteur. Cas représentant un tir sur le laser PALS.	164
4.30	Exemple de résultat d'une simulation CHIC réalisée sur une cible constituée de 25 μ m de parylène-C, 5 μ m de cuivre et 25 μ m d'aluminium avec un faisceau à 3 ω ($\lambda=0,438$ nm), une énergie de 200J et une tache focale gaussienne de 100 μ m de largeur à mi-hauteur. Carte des densités à t=450ps (a) lorsque le choc arrive dans le cuivre et à t=1ns (b) lorsque le choc débouche dans le vide et que l'on commence à collecter l'émission propre du choc.	165
4.31	Évolutions de la vitesse de choc issues de simulations 1D réalisées à l'aide du code hydrodynamique CHIC pour différentes intensités sur cibles avec 250 μ m de CH, 15 μ m de Mo et 250 μ m de quartz. Sont indiqués les temps de débouché de choc dans le Mo et dans le quartz ainsi que les résultats expérimentaux obtenus.	166
4.32	Exemple de résultats de mesure d'émission propre en face arrière pour les deux géométries étudiées dans des conditions similaires obtenue lors de la campagne LULI.	167

4.33	Exemple de résultats de mesure VISAR pour les deux géométries étudiées dans des conditions similaires obtenue lors de la campagne LULI. . .	169
4.34	Impulsions temporelles d'une sélection de tirs lors de la campagne LULI.	169
4.35	Résultats de la mesure de l'émission propre du choc lors de deux tirs sur l'installation LIL en géométrie plane (a) et hémisphérique (b). . .	170
4.36	Superposition de la loi d'échelle de l'équation 4.22 avec les données expérimentales de la LIL ainsi que des données expérimentales sur OMEGA issues de [122]. Nos données expérimentales sur la sphère sont reproduites avec une absorption à 60% et celles sur la géométrie plane restent inférieures	174
4.37	Superposition de la loi d'échelle de l'équation 4.25 avec les données expérimentales de la LIL ainsi que des données expérimentales sur OMEGA issues de [122]. Nos données expérimentales sur la sphère sont reproduites avec une absorption à 90% et celles sur le plan pour des absorptions comprises entre 65 et 75%.	175
4.38	Résultats d'une radiographie expérimentale obtenue lors de la campagne expérimentale LULI comparée à un modèle analytique 1D dans les mêmes conditions <i>i.e.</i> $E_{nano}(2\omega)=346\text{J}$ et $E_{pico}(2\omega)=29\text{J}$ et un décalage temporel de 4,7ns.	177
4.39	Résultats de la mesure VISAR Infra-Rouge lors de deux tirs sur l'installation LIL en géométrie plane (a) et hémisphérique (b).	178
4.40	Résultats de la mesure de l'émission propre du choc de la figure 4.35 (donc tir sur une sphère) sur la LIL avec les résultats des simulations dans les mêmes conditions avec 3 limiteurs de flux différents : 0,04 (rouge), 0,06 (vert) et 0,08 (bleu).	178

- 4.41 Évolution de la vitesse du choc avec le temps pour 3 limiteurs de flux différents : 0,04 (rouge), 0,06 (vert) et 0,08 (bleu) superposée avec la vitesse issue de la déconvolution de la mesure de l'émission propre (SOP) sur une cible plane. Le temps de débouché de choc après *blanking* représente le temps de débouché de choc que l'on mesure expérimentalement. 179
- 4.42 Résultats de la mesure VISAR Infra-Rouge de la figure 4.39 avec les résultats des simulations dans les mêmes conditions avec 3 limiteurs de flux différents : 0,04 (rouge), 0,06 (vert) et 0,08 (bleu). En (a), le choc débouche dans le SiO₂ en face arrière de la feuille de CH, en (b) le choc débouche plan dans le SiO₂ en face arrière de la sphère, en (c) le choc débouche dans le vide et en (d) le débouché de choc change de courbure car le choc en face arrière de la feuille débouche dans le vide. 180
- 4.43 Carte des densité à t=2,35ns du tir de la figure 4.39-b. En pointillés est représentée la cible dans son état initial. 181
- 4.44 Carte des densité à t=3,8ns du tir de la figure 4.39-b. En pointillés est représentée la cible dans son état initial. 181
- 4.45 Carte des densité à t=7,15ns du tir de la figure 4.39-b. En pointillés est représentée la cible dans son état initial. 182
- 4.46 Carte des densité à t=12,2ns du tir de la figure 4.39-b. En pointillés est représentée la cible dans son état initial. 182

4.47	Exemple de post-process de simulation CHIC pour obtenir des images radiographiques de la campagne expérimentale au LULI. (a) Image expérimentales obtenue sur une demi-sphère 4,7ns après l'arrivée du faisceau principal ($E_{\text{principal}}=346\text{J}$) sur la cible. (b) Post-process d'une simulation CHIC dans les conditions expérimentales avec la tache focale prévue d'origine (cf. figure C.1). (c) Post-process d'une simulation CHIC dans les conditions expérimentales avec une tache focale constituée d'un bruit modélisé par une tache focale d'ordre gaussienne large et d'un signal plus fort modélisé par une gaussienne d'ordre 1,6 tronquée à $350\mu\text{m}$	185
4.48	Résultat d'une radiographie résolue en espace lors d'un tir LULI avec $E_{\text{nano}}(2\omega)=409\text{J}$ et $E_{\text{pico}}(2\omega)=22,2\text{J}$ avec un délai de 4,7ns.	186
4.49	Absorption déduite de l'image de radiographie de la figure 4.48	186
4.50	Fit de l'absorption déduite de l'image de radiographie de la figure 4.48	186
4.51	Densité déduite de l'image 4.50 par inversion d'Abel	187
4.52	Densité de la cible sur son axe	187
4.53	Inversion d'Abel analytique du plan de densité de la figure 4.51 . . .	187
4.54	Différence d'absorption entre l'inversion d'Abel analytique issue de l'analyse et celle de l'image de radiographie	188
4.55	Impulsion temporelles d'une sélection de tirs lors de la campagne LULI avec les puissances maximales associée	188
4.56	Image obtenu lors d'un tir sur le <i>backlighter</i> sans cible en mode <i>focus</i> (donc pas de balayage, fonctionnement comme une caméra CCD) avec un filtre couvant la moitié de l'image (à droite) et profil spatial obtenu sur la partie basse (à gauche).	189
4.57	Image obtenu lors d'un tir sur le <i>backlighter</i> sans cible en mode <i>operate</i> (avec balayage de fente) avec un filtre couvant la moitié de l'image (à gauche) et profil temporel obtenu sur la partie basse (à droite). . . .	190
4.58	Image obtenu de l'auto-émission du plasma formé par l'interaction laser avec la cible par une pinhole X et une caméra à balayage de fente. . .	190

4.59	Résultat d'une radiographie résolue en temps obtenue sur GEKKO avec une cible de 100 μ m de Beryllium avec deux cluster de 2,5ns chacun et d'intensités 5×10^{13} W/cm ² puis $2,25 \times 10^{13}$ W/cm ² . (a) Image brute (b) Image normalisée.	191
4.60	Analyse de la radiographie résolue en temps de la figure 4.59 et comparaison avec le résultat des simulations CHIC et son outil de <i>post-processing</i>	191
A.1	Impulsions temporelles des tirs 19 et 35 lors de la campagne LULI avec leur fit ainsi que les puissances instannées associées au fit.	210
A.2	Graphique représentant, pour tous les tirs réalisés au LULI, l'énergie du tir en fonction de la puissance maximale instannée obtenue.	211
A.3	Graphique représentant la position temporelle des pics de puissance en fonction de la puissance crête.	211
A.4	Graphique représentant le temps total d'impulsion en fonction de l'énergie du tir	212
B.1	Impulsion imitant le laser du LULI obtenu sur la caméra à balayage fente utilisée sur un des VISAR avec un profil temporel (vertical)	214
B.2	Impulsion imitant le laser du LULI obtenu sur la caméra à balayage fente utilisée sur un des VISAR avec un délai de 6ns par rapport l'image B.1 avec un profil temporel (vertical)	215
B.3	Image d'une mire placée en centre chambre lors de la campagne LULI avec un diamètre intérieur de 500 μ m avec son profil spacial (horizontal)	216
B.4	Règle placée en centre chambre lors de la campagne expérimentale sur le laser PALS avec son profil spatial (horizontal). La distance entre deux petites graduations vaut 10 μ m, entre les graduations intermédiaires 50 μ m et entre les grandes 100 μ m	216
C.1	Image de la tache focale LULI réalisé sur un banc prévu à cet effet avec son profil spatial et un fit gaussien.	220

C.2	Tache focale obtenue par imagerie optique avec un laser continu simulant le laser principal dans la chambre d'expérience.	221
C.3	Tache focale obtenue par imagerie optique avec un laser continu simulant le laser principal avec un profil vertical.	221
C.4	Analyse du profil vertical de la figure C.3 et fit par une superposition de gaussiennes.	222
C.5	Tache focale obtenue par imagerie optique avec un laser continu simulant le laser principal avec un profil horizontal.	222
C.6	Analyse du profil vertical de la figure C.5 et fit par une superposition de gaussiennes.	223
C.7	Tache X obtenu par la pinhole X lors de la campagne sur le LULI sur deux tirs sur des cylindres.	223
C.8	Coupe horizontale des taches X de la figure C.7 avec leurs fits gaussiens respectifs. La configuration expérimentale (vue à 45°) provoque une distortion dans cette direction.	224
C.9	Coupe verticale des taches X de la figure C.7 avec leurs fits gaussiens respectifs.	224

Liste des tableaux

2.1	Données de configuration des cristaux imageurs 2D en quartz	42
2.2	Données K_α du cuivre	44
2.3	Données de calibrations spatiale et temporelle obtenues sur les caméra à balayage de fente utilisées lors de la campagne LULI.	52
2.4	Données de calibrations spatiale et temporelle obtenues sur la caméra à balayage de fente utilisée lors de la campagne PALS.	52
2.5	Tableau représentant les campagnes expérimentales dans lesquelles les diagnostics présentés dans le chapitre 2 ont été utilisés.	81
3.1	Température moyenne (T) et taux de conversion de l'énergie laser inci- dente en électrons chauds (η) lors de la 2ème campagne expérimentale sur PALS à 3ω	112
4.1	Pressions d'ablation (P_a) maximales calculées à l'aide du code hydro- dynamique radiatif CHIC lors des tirs sur la LIL avec les pressions attendues à l'aide de la lois d'échelle (P_e) de l'équation 4.22 avec une absorption de 85% dans le cas sphérique et 95% dans le cas plan, es- timée à l'aide des simulations CHIC	172
4.2	Intensités (I) et puissances laser incidentes (P_L) lors de 4 des tirs LIL pour lesquels ont été calculées les pressions d'ablation par les lois d'échelles dans la table 4.1.	172

4.3	Pressions d'ablation (P_a) maximales calculées à l'aide du code hydrodynamique radiatif CHIC lors des tirs sur la LIL avec les pressions attendues à l'aide de la lois d'échelle (P'_e) de l'équation 4.25 avec une absorption de 85% dans le cas sphérique et 95% dans le cas plan, estimée à l'aide des simulations CHIC.	173
4.4	Tableau récapitulatif des campagnes expérimentales réalisées au cours de cette thèse avec leurs résultats principaux respectifs. FA= Face Arrière.	200
B.1	Données de calibrations spatiale et temporelle obtenues sur les caméra à balayage de fente utilisées lors de la campagne LULI.	216
B.2	Données de calibrations spatiale et temporelle obtenues sur la caméra à balayage de fente utilisée lors de la campagne PALS.	217